ORSAY

N° d'ordre : 3164

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

le titre de Docteur de 3ème cycle

. Spécialité : Electronique

par

Catherine BRU - CHEVALLIER

ETUDE EXPERIMENTALE DES PHENOMENES DE TRANSPORT NON STATIONNAIRES DANS L'ARSENIURE DE GALLIUM

Soutenue le 22 Février 1982 devant la Commission d'Examen :

MM.	R.	CASTAGNÉ	Président
	H.	BENEKING	Examinateurs
	E.	CONSTANT	
Mme	S.	LAVAL	
M.	J.P.	NOBLANC	

ORSAY

N° d'ordre : 3164

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

le titre de Docteur de 3ème cycle

Spécialité : Electronique

par

Catherine BRU - CHEVALLIER

ETUDE EXPERIMENTALE DES PHENOMENES DE TRANSPORT NON STATIONNAIRES DANS L'ARSENIURE DE GALLIUM

Soutenue le 22 Février 1982 devant la Commission d'Examen :

MM.	R.	CASTAGNÉ	Président
	H.	BENEKING	Examinateurs
	E.	CONSTANT	
Mme	S.	LAVAL	
M.	J.P.	NOBLANC	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Je remercie Monsieur le Professeur Grivet et Monsieur Sauzade de m'avoir accueillie à l'Institut d'Electronique Fondamentale pour y effectuer ce travail.

Je suis très heureuse que Monsieur le Professeur R. Castagné me fasse l'honneur de présider le jury de cette thèse. Je lui exprime ma reconnaissance pour l'intérêt qu'il a constamment porté à ce travail et pour les nombreuses discussions que nous avons eues.

Monsieur le Professeur Beneking, de l'Institut de Technologie des Semiconducteurs d'Aix-La-Chapelle, est venu spécialement d'Allemagne pour participer au jury de cette thèse. Qu'il en soit ici vivement remercié.

Je suis très reconnaissante à Monsieur E. Constant, Professeur à l'Université de Lille I et Monsieur J.P. Noblanc, Directeur des laboratoires du C.N.E.T. à Bagneux, d'avoir accepté de juger ce travail.

Mes sincères remerciements vont à Monsieur C. Arnodo du Laboratoire Central de Recherches Thomson-C.S.F., pour la réalisation des échantillons qui constituent la base essentielle de ce travail.

Je voudrais exprimer le plaisir que j'ai eu à travailler sous la direction de Suzanne Laval, Maître de Recherches au C.N.R.S., dans une ambiance détendue et amicale. Je tiens à rendre hommage tout particulièrement à la patience et la disponibilité dont elle a fait preuve pour assurer ma formation. Je lui dois le bon déroulement de chacune des étapes de notre travail commun et je suis très heureuse qu'elle fasse partie du jury de cette thèse.

Je remercie sincèrement Jean-François Pône et Jean-Pierre Courat pour leur précieuse collaboration dans la mise en oeuvre des simulations numériques décrites ici, ainsi que pour leur contribution aux discussions auxquelles ont également participé Patrice Hesto et Mireille Mouis que j'associe à ces remerciements.

Je voudrais souligner l'amicale participation de Walter Margulis et Daniel Pascal ainsi que l'aide technique efficace que m'a appor-

./.

tée Bernard Abécassis dans la partie expérimentale de cette thèse.

Toute ma gratitude revient aux autres membres de l'équipe "Optoélectronique et Optique Non-linéaire" que j'ai cotoyés, en particulier Alain Koster, Nicole Paraire et Mireille Rousseau, pour la sympathique ambiance de travail qu'ils y font régner.

Je remercie P. Jay et R.H. Wallis du Laboratoire Central de Thomson-C.S.F. de nous avoir fait profiter de leur technique de mesure de magnétorésistance.

Enfin j'adresse mes sincères remerciements à Madame Boivin qui a assuré la plus grande partie de la frappe de ce texte avec dextérité ainsi qu'à Michèle Keiffer qui s'est acquittée avec talent et beaucoup de gentillesse de la tache ingrate des dernières mises au point.

Je remercie également Maryline Sirvente et Madame Hochard qui ont mis tous leurs soins à la reproduction et la reliure de ce mémoire.

-:-:-:-:-:-

SOMMAIRE

pages

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - PHENOMENES DE TRANSPORT DANS GaAs 4

I - Structure de bande de l'Arséniure de Gallium 5

II - Phénomènes de transport..... 12
1. Equation de Boltzmann 12
2. Mécanismes d'interactions 14
2.1- Interactions électron-électron 14
2.2- Interactions avec les impuretés 14
2.3- Interactions électron-phonon 16
2.3.1- Interactions optiques polaires 17
2.3.2- Interactions acoustiques 20
2.3.3- Interactions intervallées 20
2.3.4- Autres interactions 21
3. Méthodes numériques de Monte-Carlo 24
4. Approche semi-analytique 25
4.1- Variations de τ_m τ_ε et m* avec ε 27
4.2- Transport en régime stationnaire. Notion de mobilité 29
4.3- Transport en régime non stationnaire. Survitesse des électrons 34
4.4- Influence de la température. Transport quasi-balistique 39

CHAPITRE II - MECANISMES DE PHOTOCONDUCTION 42

I - Génération optique de porteurs 43

II - Phénomènes de recombinaison et de piégeage 46
1. Recombinaisons directes 46
2. Recombinaisons indirectes. Piégeage 49
2.1- Niveaux d'énergie dans la bande interdite 49
2.2- Caractéristiques des centres profonds 52
2.3- Mécanismes de recombinaisons indirectes et de piégeage en volume 55
3. Influence des états de surface 65

III - Amplitude du photocourant 67
1. Régime permanent 67
2. Régime d'impulsions ultra-courtes 71

CHAPITRE III - DISPOSITIF EXPERIMENTAL 73

I - Structure des dispositifs 74

II - Sources lumineuses 77
1. Emission continue 77
2. Impulsions ultra-courtes 81
2.1- Principe 81
2.2- Laser à argon 83
2.3- Pompage synchrone des lasers à colorant 84
2.4- Laser à colorant pompé par flash 86

III - Cryostat 86

IV - Méthodes de mesure 88
1. Polarisation du dispositif 88
1.1- Cas des impulsions longues 90
1.2- Cas des impulsions picosecondes 91
2. Réglages optiques 91
3. Système de mesures 95
3.1- Cas des impulsions longues 95
3.2- Cas des impulsions picosecondes 96

CHAPITRE IV - PRESENTATION DES RESULTATS 97

I - Dispositifs longs 98
1. Caractéristiques d'obscurité 98
2. Caractéristiques de photoconduction 99

II - Dispositifs submicroniques 103
1. Caractéristiques d'obscurité 103
2. Caractéristiques de photoconduction 106
3. Ordre de grandeur des paramètres 115
3.1- Mesure de la mobilité 118
3.2- Mesure de la durée de vie 118
3.3- Calcul du photocourant 120
4. Influence de la puissance lumineuse 121
5. Influence de la longueur d'onde 123
6. Mesures à basse température 124

III- Simulation numérique du fonctionnement des dispositifs 127
1. Géométrie des dispositifs simulés 130
2. Résultats 134

CONCLUSION 145

ANNEXE 148

REFERENCES 151

INTRODUCTION

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543515_0024

Au cours des dernières années, de nombreuses études théoriques ont montré l'importance que pouvaient prendre les effets non-stationnaires dans les propriétés de transport régissant le fonctionnement des dispositifs submicroniques. En régime transitoire, les vitesses des électrons peuvent atteindre pendant un court laps de temps des valeurs nettement supérieures aux vitesses stationnaires. La durée de la survitesse, 10^{-13}s dans le silicium, mais pouvant atteindre une picoseconde dans GaAs, permet d'envisager sa mise à profit dans les dispositifs électroniques dont les structures doivent alors être définies et dimensionnées en fonction des effets non-stationnaires mis en jeu.

L'échelle des temps ou des distances sur lesquels ont lieu ces phénomènes transitoires explique que les vérifications expérimentales ne soient apparues que très récemment et soient encore peu nombreuses. Outre les tentatives de mise en évidence du transport balistique publiées par les chercheurs de l'Université de Cornell[1, 2], une analyse temporelle des phénomènes de survitesse, avec une résolution de l'ordre de 0,5 ps liée à la durée des impulsions lumineuses utilisées, a été développée aux laboratoires de la Bell Telephone[3]. Nous avons choisi une méthode d'analyse spatiale par mesures de photoconduction sur des dispositifs submicroniques[4] pour mettre en évidence les phénomènes de transport électronique en régime transitoire à la température ambiante et à basse température.

Nous rappelons dans le premier chapitre, la structure de bande de GaAs et les propriétés de transport des électrons dans ce matériau en régime stationnaire, et nous décrivons les phénomènes transitoires

./.

mettant en évidence la survitesse et le transport quasi-balistique. Nous évoquons ensuite dans le deuxième chapitre les problèmes théoriques liés à la méthode de photoconduction utilisée soit en régime d'impulsions lumineuses longues soit en régime d'impulsions ultra-courtes. En particulier, sont exposés les principaux processus physiques mis en jeu dans les phénomènes de recombinaison et de piégeage de porteurs.

Nous décrivons alors les dispositifs électroniques sur lesquels nous avons travaillé et le montage expérimental utilisé, en particulier la source laser à colorant fonctionnant en continu ou en régime d'impulsions picosecondes.

Les résultats expérimentaux obtenus à 300 K et à 77 K sur des dispositifs de différentes longueurs sont donnés dans le dernier chapitre ainsi que les résultats théoriques obtenus par simulation numérique utilisant le modèle particulaire. L'existence du phénomène transitoire de survitesse des électrons dans GaAs, sur des distances submicroniques est directement mise en évidence.

Chapitre I

PHENOMENES DE TRANSPORT DANS GaAs

I - STRUCTURE DE BANDE DE L'ARSENIURE DE GALLIUM

L'arséniure de gallium (Ga As) est un semiconducteur composé III-V qui cristallise dans un système cubique à faces centrées. La structure de bande de ce matériau a fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales (5,6,7).

Les valeurs possibles de l'énergie ε des électrons en fonction de leur impulsion $\vec{k}$ ont été déterminées en tout point de la première zone de Brillouin selon les différentes directions cristallographiques. Nous nous intéresserons ici uniquement à la bande de conduction et à la bande de valence qui interviennent dans les phénomènes de transport et qui sont schématisées sur la figure 1.

La bande de conduction présente, au centre de la zone de Brillouin, un minimum absolu qui est une vallée à symétrie Γ appelée aussi vallée centrale. Deux minima relatifs existent à des niveaux d'énergie plus élevés : une vallée à symétrie L dans la direction <111> et une vallée à symétrie X dans la direction <100> (5). En vallée centrale Γ, les électrons sont légers et beaucoup plus mobiles que dans les vallées secondaires plus plates où leur inertie est élevée. Cette propriété rencontrée dans de nombreux composés III-V est en partie responsable de certaines caractéristiques des phénomènes de transport dans ces semiconducteurs.

La non-parabolicité des bandes est généralement prise en compte au premier ordre par l'introduction d'un coefficient de non-parabolicité α dans la relation qui relie l'énergie ε des électrons au module de leur impulsion $\vec{k}$ (8) :

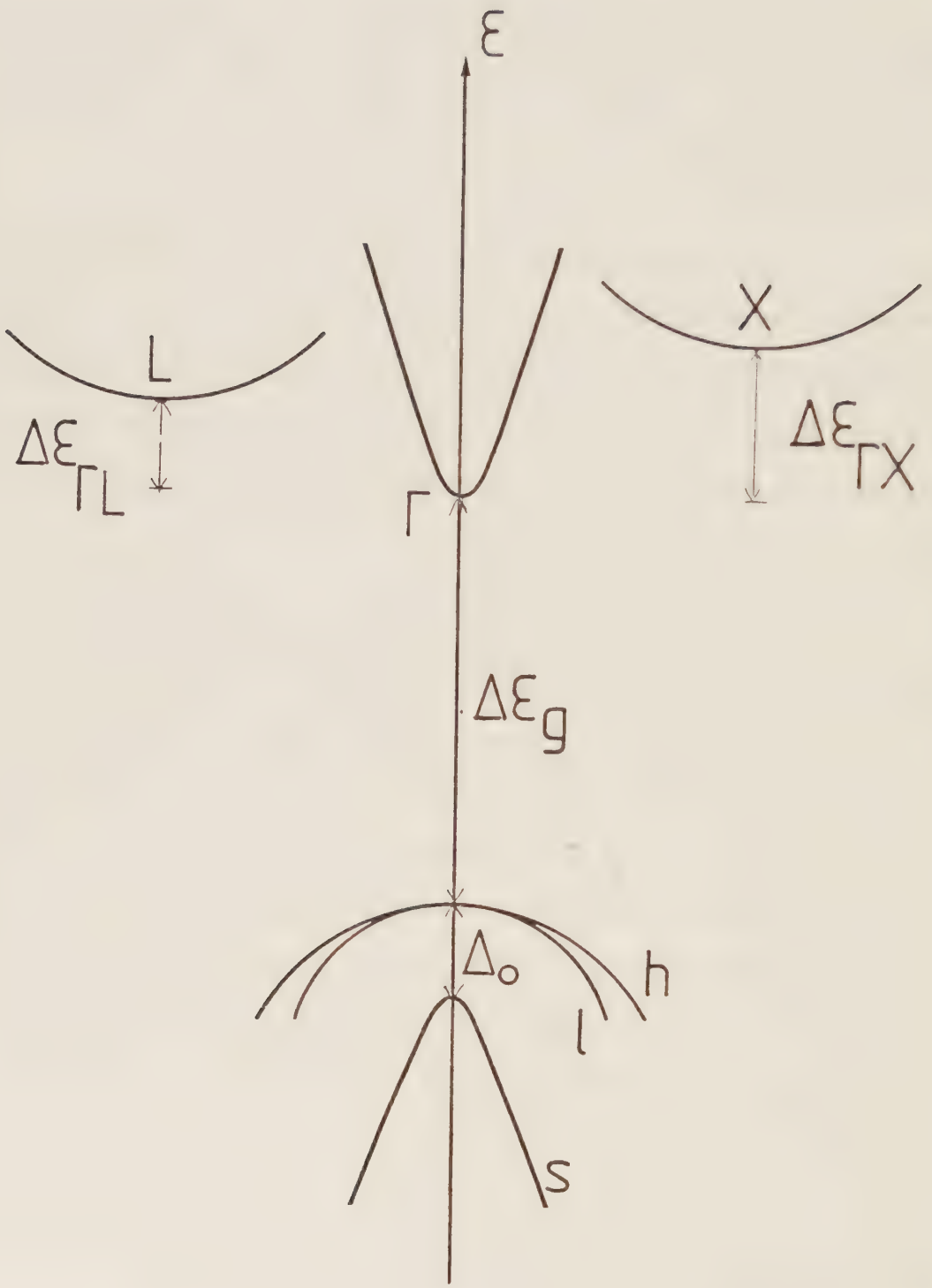


Figure 1. Schéma de la structure de bande de GaAs

$$\varepsilon(1 + \alpha\varepsilon) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$$

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$ où h est la constante de Planck ; m^* représente la masse effective des porteurs.

Dans le tableau I sont reportées les valeurs des masses effectives des électrons et les valeurs des coefficients de non-parabolicité de chacune des vallées de la bande de conduction, ainsi que les écarts d'énergie entre les minima secondaires et le minimum absolu, à la température ambiante (9) :

	vallée Γ	vallée L	vallée X
m^*	0,063 m_o	0,222 m_o	0,58 m_o
$\alpha(eV^{-1})$	0,61	0,461	0,204
$\Delta\varepsilon$ (eV)	-	0,33	0,52

m_o est la masse de l'électron au repos

TABLEAU I

La bande de valence de GaAs est composée de trois sous-bandes ayant toutes un maximum au centre de la première zone de Brillouin (10). Les deux bandes h et ℓ respectivement à trous lourds et à trous légers, sont dégénérées en k = 0. La bande simple s ou bande "splitt-off" est abaissée d'une énergie Δ_o égale à 0,33 eV dans GaAs . Les valeurs des masses effectives des trous dans les différentes sous-bandes sont données ci-après :

$$m_h^* = 0,68\ m_o$$
$$m_\ell^* = 0,12\ m_o$$
$$m_s^* = 0,20\ m_o$$

Les trous sont donc nettement moins mobiles que les électrons de vallée centrale, mais ils ont un coefficient d'inertie comparable à celui des électrons des vallées satellites.

Les extrema absolus des bandes de valence et de conduction étant au centre de la zone de Brillouin en $\vec{k} = \vec{0}$, le gap est direct. Ceci signifie que les transitions électroniques les moins énergétiques entre bande de valence et bande de conduction peuvent se faire avec conservation du vecteur d'onde $\vec{k}$. A la température ambiante, la largeur de la bande interdite vaut (11) :

$$\Delta\varepsilon_g = 1,43\ \text{eV}$$

Lorsque la température varie, la variation des distances interatomiques modifie les paramètres de la structure de bande. H.J. LEE *et al.* (12) ont étudié expérimentalement et théoriquement les variations de la position des minima de la bande de conduction en fonction de la température et ont donné pour la largeur de bande interdite à 77 K, la valeur $\Delta\varepsilon_g = 1,51$ eV.

Les niveaux des minima secondaires de la bande de conduction varient sensiblement de la même façon que le minimum absolu par rapport au maximum de la bande de valence ; les écarts d'énergie entre les différents minima ne sont donc pas affectés par une variation de température.

La structure de bande de GaAs donne la position des niveaux d'énergie accessibles aux électrons dans l'espace réciproque. Lorsque le

semiconducteur est à l'équilibre thermodynamique, la probabilité de présence des électrons sur un niveau d'énergie ε est déterminée par la fonction de distribution $f_o(\varepsilon)$ conformément à la statistique de Fermi-Dirac :

$$f_o(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp \frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{k_B T}}$$

où k_B est la constante de Boltzmann et ε_F l'énergie correspondant au niveau de Fermi du matériau à la température T.

A l'équilibre thermodynamique, la répartition des électrons dans la bande de conduction est donnée par le produit de la probabilité d'occupation d'un niveau $f_o(\varepsilon)$ par la densité d'états dans la bande $n_c(\varepsilon)$:

$$g_o(\varepsilon) = n_c(\varepsilon) \cdot f_o(\varepsilon)$$

Dans le cas d'un semiconducteur de type n non dégénéré, c'est-à-dire tel que ε_F soit inférieur à $\varepsilon_c - 3k_B T$, la fonction de distribution $f_o(\varepsilon)$ peut être approximée par la formule de Boltzmann :

$$f_o(\varepsilon) \cong \exp \frac{\varepsilon_F - \varepsilon}{k_B T}$$

Dans ces conditions, la répartition des électrons dans la bande de conduction peut s'exprimer de façon simple en fonction de $(\varepsilon - \varepsilon_c)$:

$$g_o(\varepsilon) = \frac{4\pi}{h^3} (2 m_c)^{3/2} (\varepsilon - \varepsilon_c)^{1/2} \exp \left(\frac{\varepsilon_F - \varepsilon}{k_B T}\right)$$

$$\propto (\varepsilon - \varepsilon_c)^{1/2} \exp \left(- \frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{k_B T}\right)$$

Dans ces expressions, m_c et ε_c représentent respectivement la masse effective et l'énergie du minimum de la bande de conduction.

Le dopage ne dépassant pas quelques 10^{14} cm^{-3} dans les échantillons que nous avons utilisés, l'hypothèse de non-dégénérescence du matériau est bien vérifiée à la température ambiante et même à la température de l'azote liquide où la résolution de l'équation de neutralité électrique montre que la dégénérescence n'intervient que pour un dopage de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} correspondant à une densité de porteurs libres de l'ordre de 5.10^{16} cm^{-3}.

Sur la figure 2 nous avons représenté l'allure des variations de g_o en fonction de l'énergie ε à la température ambiante et à la température de l'azote liquide pour un matériau non-dégénéré. L'aire délimitée par chacune de ces courbes représente la concentration totale d'électrons libres dans la bande de conduction, à un facteur de proportionnalité près, fonction de la température :

$$n = \int_{\varepsilon_c}^{\infty} f_o(\varepsilon) \cdot n_c(\varepsilon) \cdot d\varepsilon$$

L'énergie thermique moyenne autour de laquelle sont réparties les énergies des électrons décroît linéairement avec la température :

$$\varepsilon_T = \frac{3}{2} k_B T \qquad \text{à } 300 \text{ K} \quad \varepsilon_T = 39 \text{ meV}$$

$$\text{à } 77 \text{ K} \quad \varepsilon_T = 10 \text{ meV}$$

De plus, à basse température, la largeur à mi-hauteur de la distribution ne vaut que 11 meV à comparer à la dispersion de 42 meV à la température ambiante. La dispersion de l'énergie des électrons autour de l'énergie thermique moyenne a, comme nous le verrons, des conséquences importantes sur les caractéristiques du matériau dans lesquelles interviennent des grandeurs statistiques moyennes de la population électronique, en particulier sur les caractéristiques stationnaires vitesse moyenne en fonction du champ électrique.

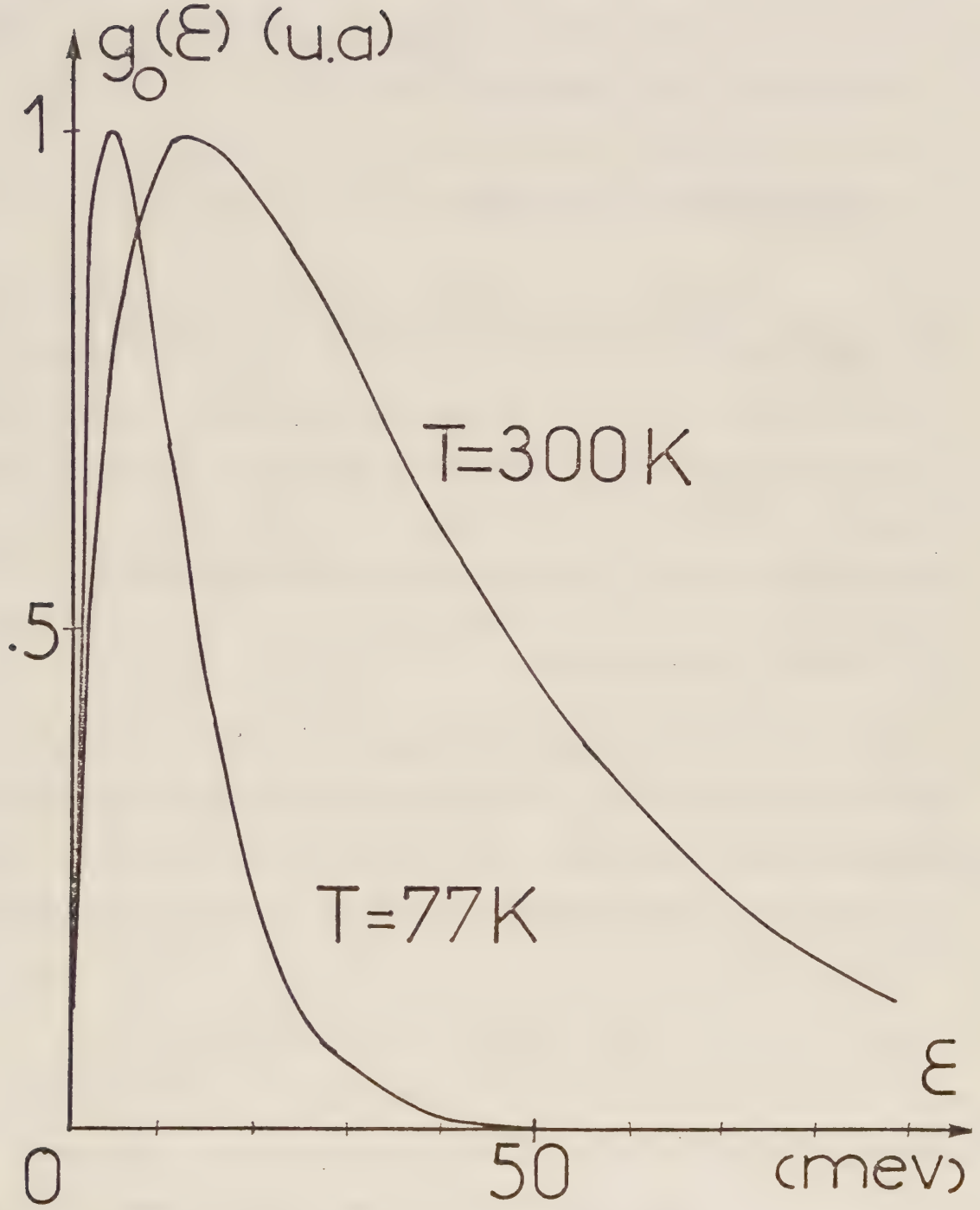


Figure 2. Répartition énergétique des électrons dans la bande de conduction.

A l'équilibre thermodynamique, les électrons du bas de la bande de conduction sont répartis symétriquement par rapport au centre de la zone de Brillouin selon la loi représentée sur la figure 2. La résultante des vecteurs vitesses de tous les électrons est alors nulle et on n'observe aucun phénomène de transport.

II - PHENOMENES DE TRANSPORT

Supposons que l'équilibre thermodynamique soit perturbé par une cause quelconque (application d'un champ électrique, d'un gradient de température, ...). La répartition des porteurs dans l'espace réciproque va se trouver modifiée. En particulier, elle ne sera plus symétrique par rapport à k = 0 et la résultante des vecteurs vitesses de tous les électrons sera non nulle : on observera un phénomène de transport.

1 - Equation de Boltzmann

Pour décrire ces phénomènes, on étudie la variation de la fonction de distribution f des électrons par rapport à l'équilibre thermodynamique. De façon générale, f peut dépendre, outre du vecteur d'onde $\vec{k}$, de la position $\vec{r}$ des électrons et du temps t. L'équation de Boltzmann régit son évolution (13) :

$$\frac{df}{dt} = -\frac{1}{h}\vec{\nabla}_k f \cdot \vec{F} - \vec{\nabla}_r f . \vec{v} + \left|\frac{df}{dt}\right|_{\text{collisions}}$$

où $\vec{v}$ est la vitesse des électrons.

Le premier terme du second membre décrit l'effet des forces appliquées $\vec{F}$, par exemple dues à un champ électrique. Le second terme traduit l'influence d'un gradient spatial de dopage ou de température. Le dernier terme est relatif aux collisions ou interactions que les électrons

subissent au cours de leur déplacement. En particulier, pour un matériau homogène et lorsque toute perturbation est supprimée, l'équation de Boltzmann se réduit à :

$$\frac{df}{dt} = \left|\frac{df}{dt}\right|_{collisions}$$

La population électronique retourne à l'équilibre thermodynamique sous l'effet des diverses interactions que nous décrirons en 3.2.

En régime permanent de déséquilibre, l'équation de Boltzmann s'écrit :

$$-\frac{1}{\hbar}\vec{\nabla}_k f \cdot \vec{F} - \vec{\nabla}_r f \cdot \vec{v} + \left|\frac{df}{dt}\right|_{collisions} = 0$$

La répartition statistique des électrons résulte d'un équilibre entre les termes de perturbation et les mécanismes d'interactions : on observe le transport en régime stationnaire.

Pour étudier la mise à l'équilibre de la population d'électrons sous l'effet de perturbations variables dans le temps, il faut conserver le terme en $\frac{df}{dt}$. L'évolution de la fonction de distribution en fonction du temps permet, en principe, de décrire les phénomènes de transport pour un régime transitoire donné (14).

La résolution analytique de l'équation de Boltzmann nécessite une bonne connaissance des mécanismes d'interactions des électrons au cours de leur mouvement. Le paragraphe suivant a pour but de décrire brièvement ceux qui par leurs effets ou leur probabilité auront une influence décisive sur les phénomènes de transport dans les semiconducteurs composés III-V.

2 - Mécanismes d'interactions

Les électrons quasi-libres de la bande de conduction se déplacent dans le réseau cristallin sous l'effet de l'agitation thermique, des forces appliquées au semiconducteur et des gradients spatiaux présents dans la structure. Au cours de leur mouvement, les électrons sont soumis à des interactions avec le réseau cristallin, les impuretés de dopage et les autres électrons de la bande de conduction.

Les diverses interactions sont caractérisées par un taux d'interactions $s_i(\vec{k},\vec{k}')$ calculé d'après la théorie des perturbations dépendant du temps (15). $\vec{k}$ et $\vec{k}'$ sont les valeurs des impulsions de l'électron respectivement avant et après qu'il ait subi l'interaction i. En intégrant sur tous les états finaux possibles $\vec{k}'$, on obtient la probabilité par unité de temps qu'un processus donné ait lieu. De façon générale, cette probabilité est fonction de l'énergie des porteurs et de la température.

2.1- Interactions électron-électron

Les interactions coulombiennes répulsives entre électrons conservent globalement l'énergie et le moment du système d'électrons. Elles n'ont qu'une influence indirecte sur les propriétés de transport en ce sens qu'elles redistribuent les énergies des porteurs entre eux. Lorsque la concentration des électrons est inférieure à une concentration critique n_c de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} dans GaAs (15), l'effet de ce type d'interactions peut être négligé par rapport aux autres mécanismes.

2.2- Interactions avec les impuretés (17)

Supposons qu'à la température ambiante et pour des concentrations de dopage inférieures à 10^{17} cm^{-3}, toutes les impuretés soient

ionisées :

$$N_D = N_D^+ \qquad \text{ou} \qquad N_A = N_A^-$$

Les interactions sont alors de type coulombien, attractif ou répulsif selon le signe de la charge du centre considéré. Elles sont parfaitement élastiques.

Nous nous plaçons dans le cas d'impuretés de type donneur. La probabilité d'interaction sur les impuretés ionisées est calculée (18) à partir de l'expression du potentiel coulombien créé en r par un centre chargé placé en $\vec{R}$

$$V(\vec{r}-\vec{R}) = - \frac{e^2}{\varepsilon|\vec{r}-\vec{R}|} \cdot e^{-\beta|\vec{r}-\vec{R}|}$$

Le terme exponentiel traduit l'effet d'écran exercé par l'ensemble des électrons libres présents dans le matériau : β représente l'inverse de la distance d'écran et est proportionnel à $\sqrt{n}$ où n est la concentration des porteurs libres. Dans l'hypothèse où toutes les impuretés sont ionisées, $n = N_D - N_A$.

Lorsque le niveau de dopage est assez faible, on montre que la probabilité d'interaction est, en première approximation, proportionnelle à

$$\frac{\beta^2}{n\sqrt{\varepsilon}}$$

où ε représente l'énergie des porteurs comptée par rapport au minimum de la bande de conduction. Cette propriété appelle deux commentaires : d'une part, la probabilité d'interactions avec les impuretés ionisées est importante surtout à faible niveau d'énergie, donc pour des électrons

situés au bas de la bande de conduction. D'autre part, elle est indépendante de la concentration en impuretés.

En effet, qualitativement, on peut remarquer que si le dopage est élevé, les centres chargés sont plus nombreux mais la zone d'influence de chaque centre est moins étendue en raison de la diminution de la distance d'écran quand n augmente.

En revanche, plus la concentration en impuretés est élevée, plus les électrons sont proches d'un centre chargé lorsqu'ils en subissent l'influence et l'effet de déviation de la trajectoire est alors plus important.

2.3- Interactions électron-phonon

Les interactions avec les phonons sont des processus par lesquels les électrons échangent une partie de leur énergie avec le réseau cristallin. Le processus élémentaire d'interaction se produit entre un électron d'impulsion $\vec{k}$ et d'énergie ε et un phonon de vecteur d'onde $\vec{q}$ et d'énergie $\hbar\omega_o$, avec conservation de l'énergie et du moment du système électron-phonon. Soient $\vec{k}'$ et ε' l'impulsion et l'énergie de l'électron après interaction :

$$\vec{k}' = \vec{k} \pm \vec{q} \qquad \varepsilon' = \varepsilon \pm \hbar\omega_o$$

Le signe + traduit l'absorption et le signe - l'émission d'un phonon.

Le spectre de vibration de l'arséniure de gallium qui est un cristal diatomique de même structure cristalline que la blende présente un mode acoustique et un mode optique se décomposant chacun en deux modes transversaux souvent dégénérés (TO et TA) et un mode longitudinal (LO et LA). Les courbes de dispersion ont été étudiées pour ces différents modes et pour les différentes directions de propagation par rapport aux axes cristallographiques (20). L'écart en fréquence entre

les modes LO et TO au centre de la zone de Brillouin est lié au caractère polaire des vibrations longitudinales ; pour de faibles valeurs du vecteur d'onde, les deux atomes d'une même maille vibrent en opposition de phase et il en résulte une variation macroscopique de densités de charges accompagnée de l'apparition d'un champ électrique de polarisation. Ceci n'est plus vrai lorsqu'on s'éloigne du centre de la zone de Brillouin et le caractère polaire des vibrations diminue quand le vecteur d'onde augmente.

Il faut donc distinguer deux mécanismes physiques différents pouvant donner lieu à des interactions électron-phonon : un couplage avec le mode de vibration optique polaire par l'intermédiaire du champ de polarisation et un couplage par le potentiel de déformation avec les modes optiques non polaires ou avec les modes acoustiques.

La probabilité pour qu'un électron subisse une interaction donnée avec un phonon est liée à la position de l'électron dans le schéma de bande du semiconducteur avant et après l'interaction. De plus, l'effet de cette interaction sur l'énergie et le moment du porteur libre dépend également des valeurs relatives de son énergie et de son impulsion par rapport à celles du phonon, comme on va le voir maintenant.

2.3.1- Interactions optiques polaires

Ce sont les interactions prépondérantes à faible champ électrique dans GaAs à température ordinaire. Le mode optique longitudinal présentant une courbe de dispersion horizontale au centre de la zone de Brillouin, la fréquence de vibration de ce mode est constante. L'énergie échangée entre l'électron et un phonon au cours d'une telle interaction est donc fixe et égale à 0,0354 eV = $\hbar\omega_o$ dans GaAs. En raison de leur petit nombre même à la température ambiante, la probabilité d'absorption

des phonons optiques longitudinaux est relativement faible devant les probabilités correspondant aux autres types d'interactions. Par contre, l'émission d'un phonon est beaucoup plus probable, dès que l'énergie de l'électron est supérieure à $\hbar\omega_o$; à partir du calcul des éléments de matrices, on peut montrer que la probabilité d'émission d'un phonon optique polaire de vecteur d'onde $\vec{q}$ est proportionnelle à $\frac{1}{q^2}$. Les interactions optiques polaires les plus nombreuses sont donc celles qui font intervenir les phonons pour lesquels les vecteurs d'onde ont les plus faibles modules.

La figure 3 schématise deux surfaces d'égale énergie dans l'espace réciproque de GaAs. Ce sont des sphères dans le cas où on suppose l'espace isotrope. Considérons un électron situé à un niveau d'énergie ε supérieur à $\hbar\omega_o$ dans la bande de conduction. Il est repéré dans l'espace réciproque par l'intersection de la direction de son impulsion $\vec{k}$ avec la sphère d'énergie ε . Après interaction avec émission d'un phonon optique, il se retrouvera sur la sphère d'énergie $\varepsilon - \hbar\omega_o$. Or, les interactions les plus probables étant celles associées aux phonons de vecteur d'onde $\vec{q}$ de plus faible module, elles correspondent à celles qui produisent les plus faibles variations de l'impulsion de l'électron. Ce type d'interactions est donc très anisotrope dès que l'électron a atteint une certaine énergie : plus l'énergie initiale de l'électron est grande devant $\hbar\omega_o$, plus l'interaction sera anisotrope.

A la température ambiante, la répartition énergétique des électrons à l'équilibre thermodynamique montre que la majorité d'entre eux a déjà une énergie supérieure à $\hbar\omega_o$ = 35 meV (Fig. 2). L'émission de phonons optiques polaires est alors efficace, même en l'absence de champ électrique appliqué dans le matériau. C'est donc ce mécanisme d'inter-

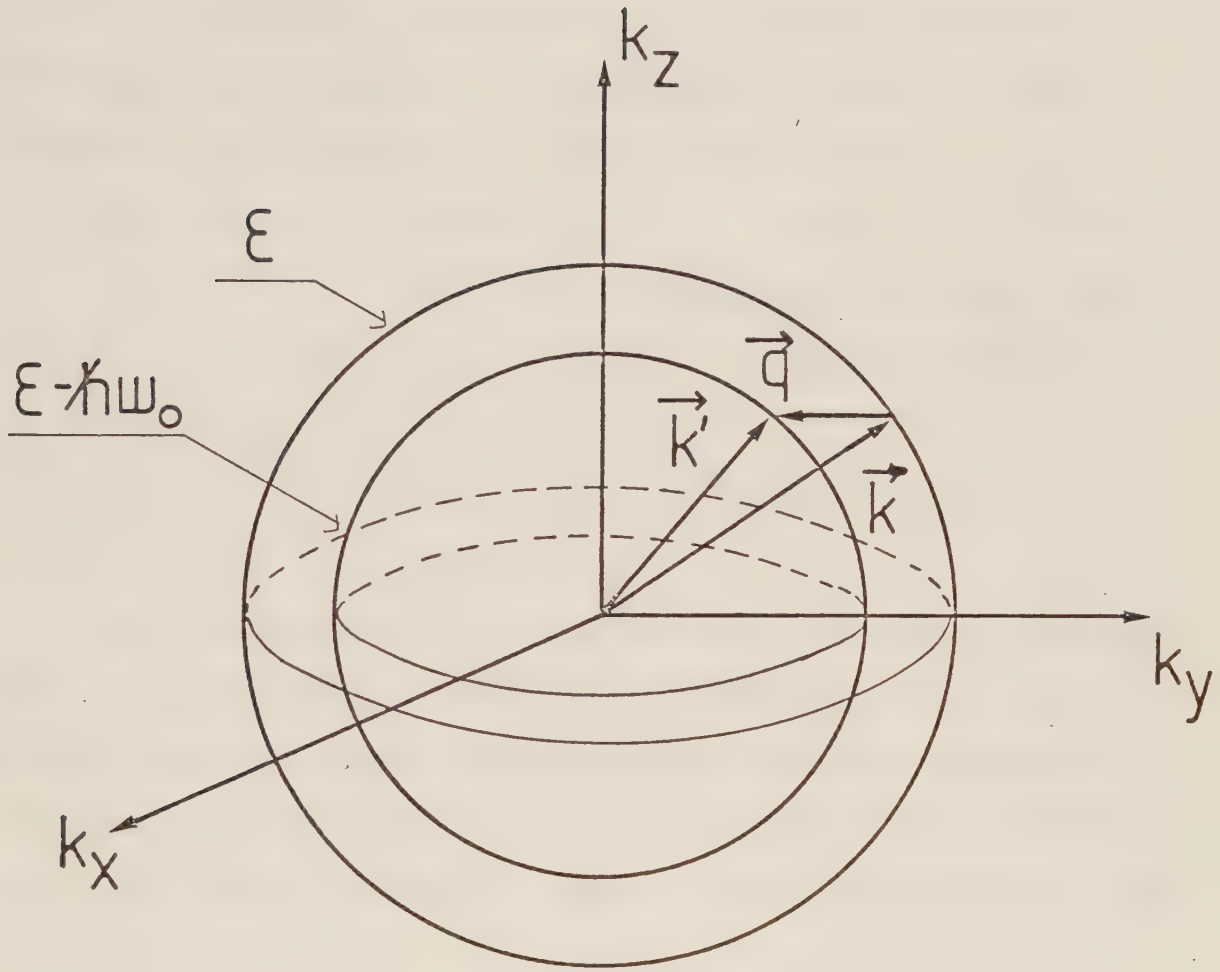


Figure 3. Représentation des interactions électron-phonon dans l'espace réciproque.

action, qui avec les interactions sur les impuretés,détermine les propriétés de transport à faible champ électrique à la température ambiante.

A la température de l'azote liquide, au contraire, il faudra chauffer les électrons dans un champ électrique pour qu'une proportion non négligeable d'entre eux atteigne l'énergie du phonon optique polaire. L'influence de ce type d'interaction ne sera sensible à basse température qu'à partir d'une certaine valeur de la tension accélératrice appliquée au semiconducteur.

2.3.2- Interactions acoustiques

Les interactions acoustiques sont masquées par les interactions optiques polaires dès que l'énergie des électrons atteint 35 meV. Leur effet ne sera sensible qu'à basse température et pour des énergies très faibles, donc au centre de la zone de Brillouin. Les phonons susceptibles d'interagir dans ces conditions sont ceux qui correspondent aux branches acoustiques au voisinage de $\vec{q} = \vec{0}$ à très basse fréquence. L'énergie échangée étant très faible, ces interactions sont quasiment élastiques. De plus, bien qu'elles soient isotropes, leur effet sur la trajectoire des porteurs est négligeable en raison du module faible du vecteur d'onde $\vec{q}$ du phonon acoustique.

2.3.3- Interactions intervallées

Les interactions intervallées sont des interactions avec un phonon optique longitudinal de bord de zone de Brillouin, ayant un module de vecteur d'onde $\vec{q}$ important, et une énergie $\hbar\omega_{ij}$ légèrement inférieure à celle des phonons de centre de zone : $\hbar\omega_{ij}$ est de l'ordre de 29 meV. Ils ne présentent plus de caractère polaire. Dès que l'énergie d'un électron atteint une valeur suffisante ($\varepsilon_{\Gamma L} \pm \hbar\omega_{ij}$ ou $\varepsilon_{\Gamma X} \pm \hbar\omega_{ij}$), la probabilité

d'une interaction intervallée prend rapidement une valeur supérieure aux autres probabilités d'interactions. Cette augmentation reflète les valeurs élevées de la densité d'état des électrons dans les vallées latérales et de celle des phonons en bord de zone de Brillouin.

Les porteurs transférés dans les vallées latérales voient leur masse effective subir une brusque augmentation puisque les minima secondaires sont plus plats que la vallée centrale. De plus, la probabilité de transfert est la même pour chacune des six vallées équivalentes de l'espace réciproque. Comme les vecteurs d'onde des phonons qui interviennent ont un grand module, les impulsions des électrons transférés sont redistribuées de façon isotrope dans toutes les directions. Les interactions intervallées ont donc pour effet de diminuer fortement la vitesse moyenne des électrons.

En raison de leur forte probabilité et de leurs effets marqués sur le moment des porteurs, les interactions intervallées constituent avec l'augmentation de masse effective le mécanisme principal responsable de la saturation de vitesse des porteurs dès que le champ électrique est assez élevé pour fournir aux électrons l'énergie nécessaire au transfert.

2.3.4- Autres interactions

Les autres interactions susceptibles d'intervenir (piezoélectrique, optique non polaire) ont dans GaAs des probabilités très inférieures à celles des interactions que l'on vient de décrire. Leur influence sur les caractéristiques des phénomènes de transport est donc négligeable et nous n'en parlerons pas de façon détaillée.

Les variations des probabilités d'interaction pour les processus prépondérants décrits ci-dessus sont représentés sur les figures 4 et 5 à la température ambiante et à la température de l'azote liquide respectivement.

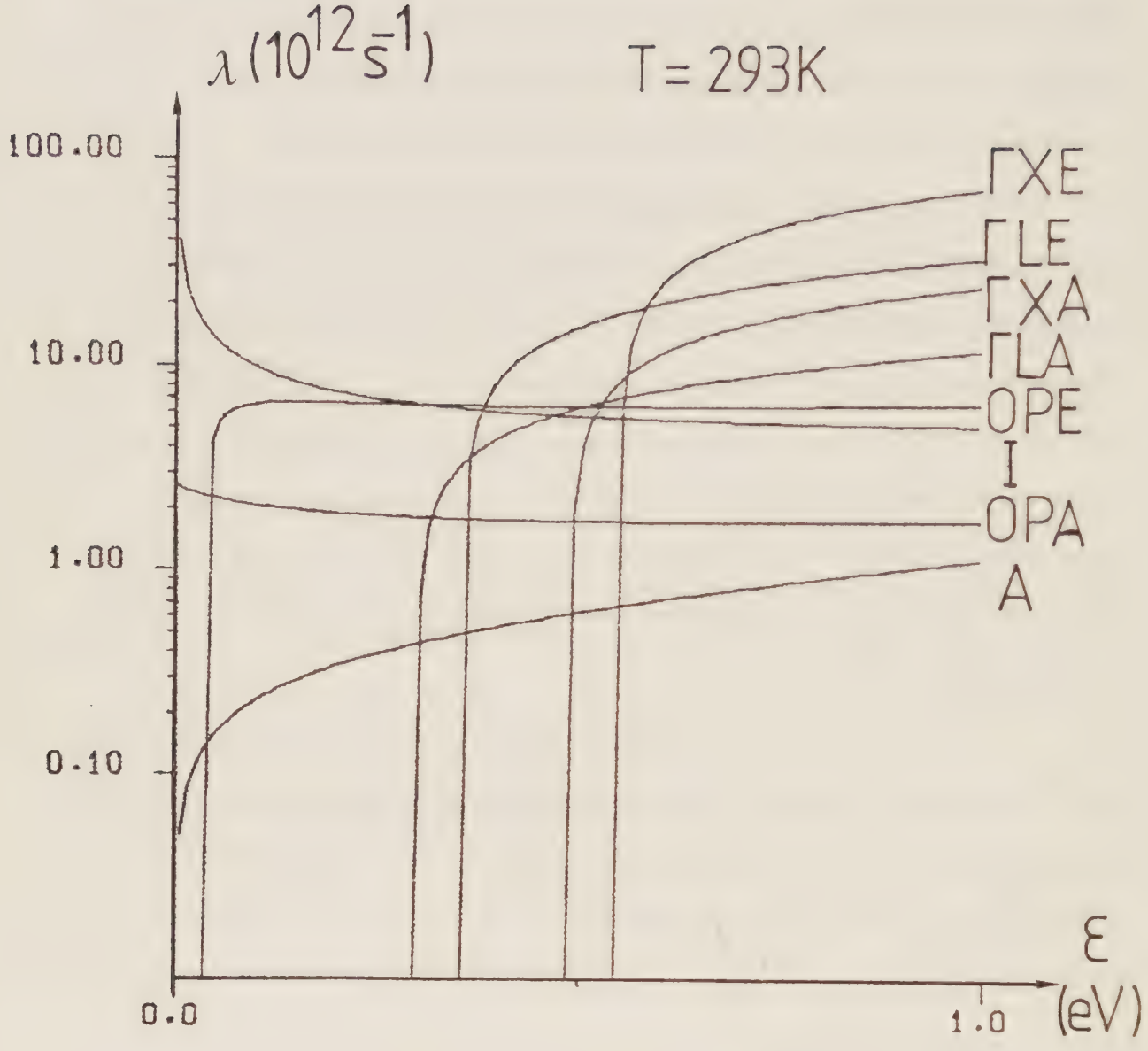


Figure 4. Probabilités d'interactions en vallée centrale à 293 K.

I = impuretés
A = phonons acoustiques
OPA = optique polaire absorption
OPE = optique polaire émission
ΓLA, ΓLE } intervallées Γ et L { absorption, émission
ΓXA, ΓXE } intervallées Γ et X { absorption, émission

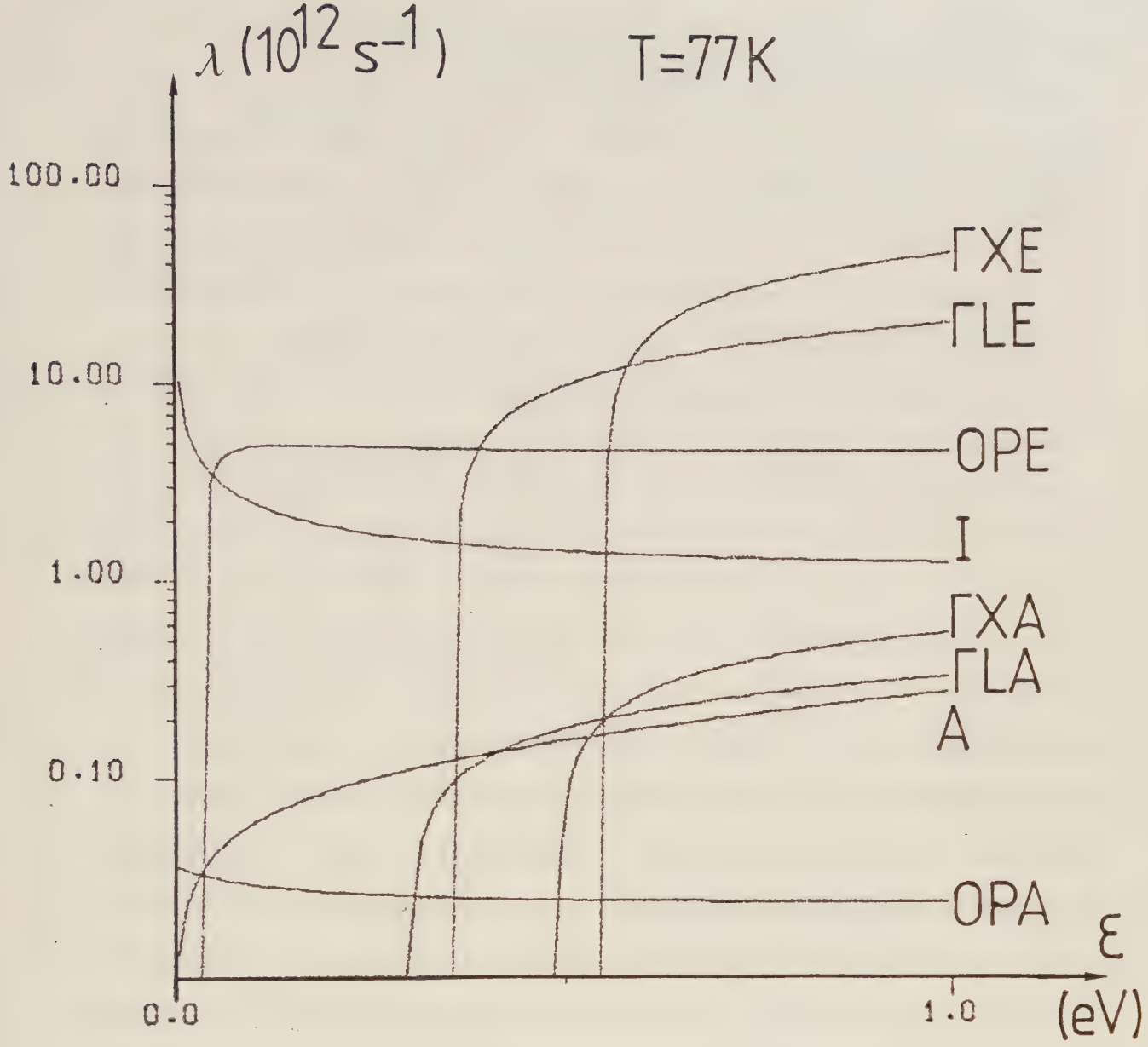


Figure 5. Probabilités d'interactions en vallée centrale à 77 K

I = impuretés
A = phonons acoustiques
OPA = optique polaire absorption
OPE = optique polaire émission
ΓLA, ΓLE } intervallées Γ et L { absorption, émission
ΓXA, ΓXE } intervallées Γ et X { absorption, émission

3 - Méthodes numériques de Monte Carlo

La résolution analytique de l'équation de Boltzmann est très complexe dans le cas général. Pour obtenir une solution analytique simple, il est nécessaire de faire des hypothèses simplificatrices en particulier sur le terme relatif aux interactions. C'est pourquoi on lui substitue de plus en plus des simulations numériques utilisant les méthodes de Monte Carlo pour étudier les phénomènes de transport.

Ces méthodes consistent à simuler le comportement d'un grand nombre d'électrons considéré comme représentatif de la population électronique dans l'espace des moments. Le mouvement de chaque porteur est décomposé en deux parties : une phase dite de "vol libre" au cours de laquelle la particule est accélérée par le champ électrique, suivie d'une interaction éventuelle. La plupart des simulations sont faites en champ électrique uniforme (15). Cependant, à partir des mêmes bases, d'autres modèles particulaires (18,19) ont été développés, traitant de façon simplifiée les mécanismes d'interaction mais dans lesquels la résolution de l'équation de Poisson à chaque itération permet de calculer le champ électrique local créé par la nouvelle distribution des porteurs à l'instant considéré.

La durée de vol libre et le processus d'interaction intervenant à la fin du vol libre sont des variables aléatoires dont les lois de probabilités dépendent du type particulier d'interaction choisi. La difficulté des méthodes de Monte Carlo réside dans le fait que ces lois de probabilités peuvent être fort complexes, alors que l'ordinateur n'est capable de générer facilement que des nombres aléatoires suivant une loi de probabilité uniforme sur un intervalle donné. Il faut donc mettre au point des techniques numériques permettant de passer d'une loi uniforme aux lois de probabilités complexes des processus d'interactions.

Différents procédés ont été employés dans les nombreuses simulations qui ont été réalisées pour étudier les phénomènes de transport aussi bien en régime stationnaire (15,21) que non stationnaire (18,19,21, 22,23,24). Les résultats de ces simulations sont en général en très bon accord avec les résultats d'expérience.

La simulation numérique par les méthodes de Monte Carlo met à profit la puissance de calcul des ordinateurs pour décrire de façon la plus détaillée et la plus proche possible de la réalité les phénomènes de transport dans les semiconducteurs ; en revanche, les temps de calcul nécessaires sont souvent énormes.

4 - Approche semi-analytique

Une approche différente du problème (26) est envisagée ici : elle ne se fixe pas les mêmes objectifs . Sans chercher à s'approcher le plus précisément possible de la réalité, il s'agit plutôt de faire ressortir les facteurs essentiels intervenant dans les phénomènes de transport. Considérons les équations classiques traduisant à chaque instant la relaxation de l'énergie moyenne ε et de la quantité de mouvement moyenne $m^*\vec{v}$ d'une population d'électrons :

$$\frac{d(m^*\vec{v})}{dt} = e\vec{E} - \frac{m^*\vec{v}}{\tau_m} \qquad (1)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = e\vec{E}.\vec{v} - \frac{\varepsilon - \varepsilon_T}{\tau_\varepsilon} \qquad (2)$$

où e est la charge de l'électron, ε_T l'énergie thermique des porteurs et $\vec{E}$ le champ électrique appliqué. Les mécanismes d'interaction qui ont été décrits au § 2 sont ici caractérisés par deux temps de relaxation : τ_m temps de relaxation du moment et τ_ε temps de relaxation de l'énergie qui

sont des fonctions instantanées de l'énergie moyenne des électrons ε. Les grandeurs notées m^*, $\vec{v}$ et ε représentent respectivement la masse effective, la vitesse de dérive et l'énergie moyennes des électrons. Ce sont des grandeurs statistiques moyennes sur l'ensemble de la population électronique. La répartition des électrons sur les niveaux d'énergie de la structure de bande intervient de façon implicite dans ces variables.

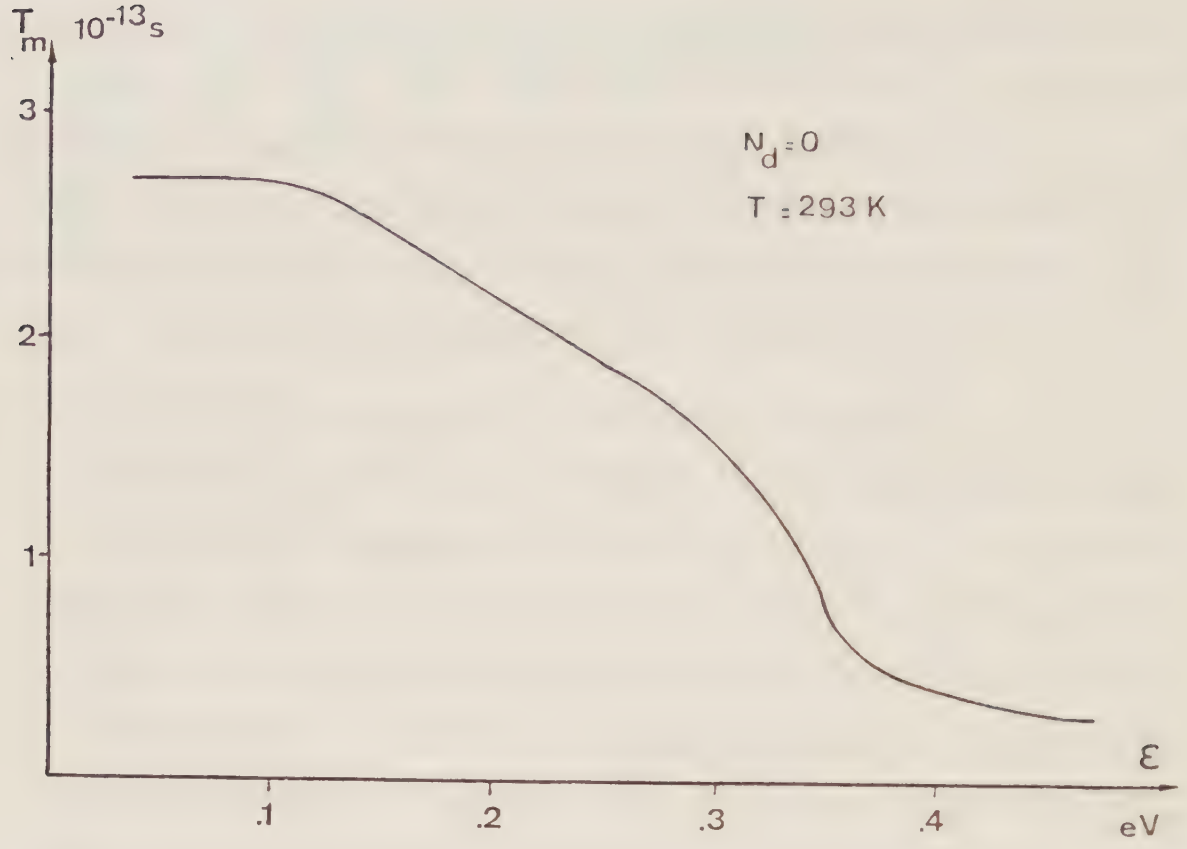
Il faut remarquer que les notions de temps de relaxation qui peuvent être établies à partir de l'équation de Boltzmann supposent que la distribution de l'impulsion ou de l'énergie autour de leur valeur moyenne soit la même dans toutes les situations, en d'autres termes que la forme de la distribution ne dépende pas du régime transitoire particulier observé. Ce ne sont en général que des approximations car la fonction de distribution dépend du caractère du régime transitoire, spatial ou temporel par exemple (27). Nous considérerons cependant que l'on peut utiliser cette représentation.

Moyennant cette hypothèse, la résolution des équations couplées (1) et (2) suppose que l'on connaisse m^*, τ_m et τ_ε en fonction de l'énergie. Diverses approches ont été mises en oeuvre pour estimer les variations de ces paramètres (25,26). En particulier, la méthode de M. SHUR (26) consiste à calculer m^*, τ_m et τ_ε en fonction de l'énergie ε des électrons de façon à ajuster les résultats obtenus en régime permanent (énergie et vitesse en fonction du champ électrique) aux résultats donnés par les simulations de Monte Carlo. Cette approche permet d'obtenir de bons résultats et ne nécessite pas plus d'approximations sur les mécanismes d'interaction ni sur la fonction de distribution que celles utilisées dans la simulation numérique.

4.1 - Variations de τ_m, τ_ε et m* en fonction de ε

La figure 6a représente les variations de τ_m et τ_ε en fonction de l'énergie moyenne des électrons à la température ambiante dans GaAs. Ces courbes ont été tracées selon la méthode de M. SHUR à partir de résultats de simulation de Monte-Carlo effectuées au C.H.S. de Lille.

Le temps de relaxation de l'énergie (de l'ordre de quelques picosecondes) et le temps de relaxation de la quantité de mouvement (quelques 10^{-13} s) diffèrent d'un ordre de grandeur environ dès que l'énergie moyenne des électrons dépasse 100 meV. Les temps de relaxation reflètent l'effet moyen des interactions subies par une population d'électrons. A la température ambiante, la répartition énergétique des porteurs présente une grande dispersion autour de l'énergie moyenne (cf. § I). Un faible champ électrique suffit à faire croître cette énergie moyenne jusqu'à environ 100 meV de telle sorte qu'une proportion non négligeable des électrons atteint l'énergie de transfert. L'effet des interactions intervallées devient très rapidement sensible sur cette population dès qu'augmente le champ électrique. Contrairement aux interactions optiques polaires prépondérantes à très faible champ, les interactions intervallées sont isotropes et leur apparition accélère la relaxation du moment : τ_m décroît donc quand ε croît. En revanche, dès que l'énergie des porteurs atteint 100 meV, l'énergie du phonon échangé au cours d'une interaction est faible devant celle de l'électron. La relaxation de l'énergie nécessite donc de nombreuses interactions ; elle est d'autant plus lente que l'énergie du porteur est élevée. Par conséquent, le temps de relaxation de l'énergie τ_ε augmente avec ε. Les caractéristiques particulières des interactions polaires optiques d'une part et intervallées d'autre part sont donc dans GaAs à l'origine de la grande différence entre τ_m et τ_ε



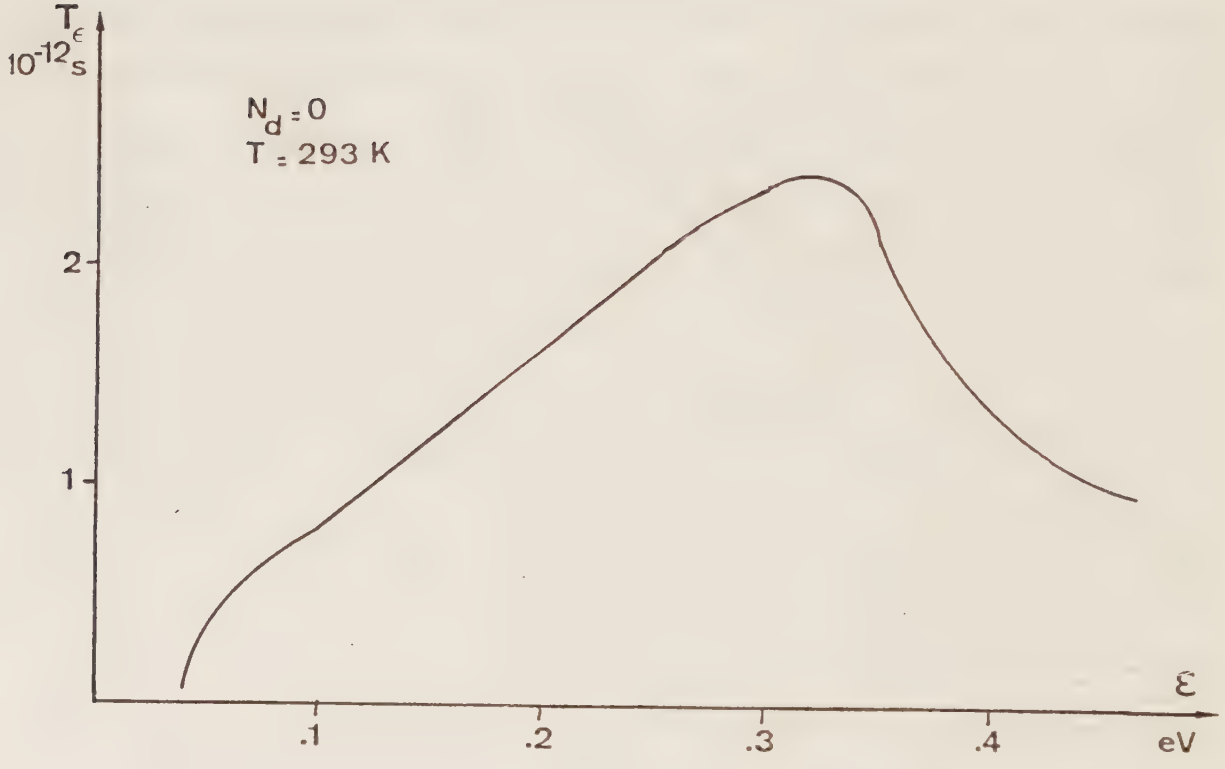


Figure 6a. Variations des temps de relaxation du moment et de l'énergie en fonction de l'énergie.

$$\tau_m < \tau_\varepsilon$$

Lorsque les électrons ont été transférés dans les vallées latérales, leur énergie cinétique ε, comptée par rapport au bas de la vallée où ils se trouvent, est plus faible que dans la vallée centrale. L'énergie d'un phonon optique devient proportionnellement plus importante et la relaxation de l'énergie des porteurs vers le bas de la vallée est plus rapide : τ_ε décroît à partir d'un seuil d'énergie ε = 330meV.

Les variations du rapport $\frac{m^*}{m_o}$ avec l'énergie ε sont représentées sur la figure 6b à la température ambiante. La masse effective moyenne de la population électronique augmente avec l'énergie ε depuis la valeur correspondant à la masse effective des électrons en vallée centrale jusqu'à une valeur correspondant à une répartition des électrons en majorité dans les vallées latérales.

Nous allons commenter les équations de relaxation (1) et (2) en essayant de dégager les phénomènes physiques qu'elles permettent de décrire. Nous nous plaçons d'abord en régime stationnaire puis nous étudierons le cas du régime non-stationnaire.

4.2- Transport en régime stationnaire. Notion de mobilité

En régime stationnaire, l'énergie et la quantité de mouvement des électrons sont indépendantes du temps puisqu'on suppose que l'équilibre avec un champ électrique uniforme et indépendant du temps est atteint :

$$\frac{d(m^* \vec{v})}{dt} = 0$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = 0$$

Les équations de conservation s'écrivent simplement :

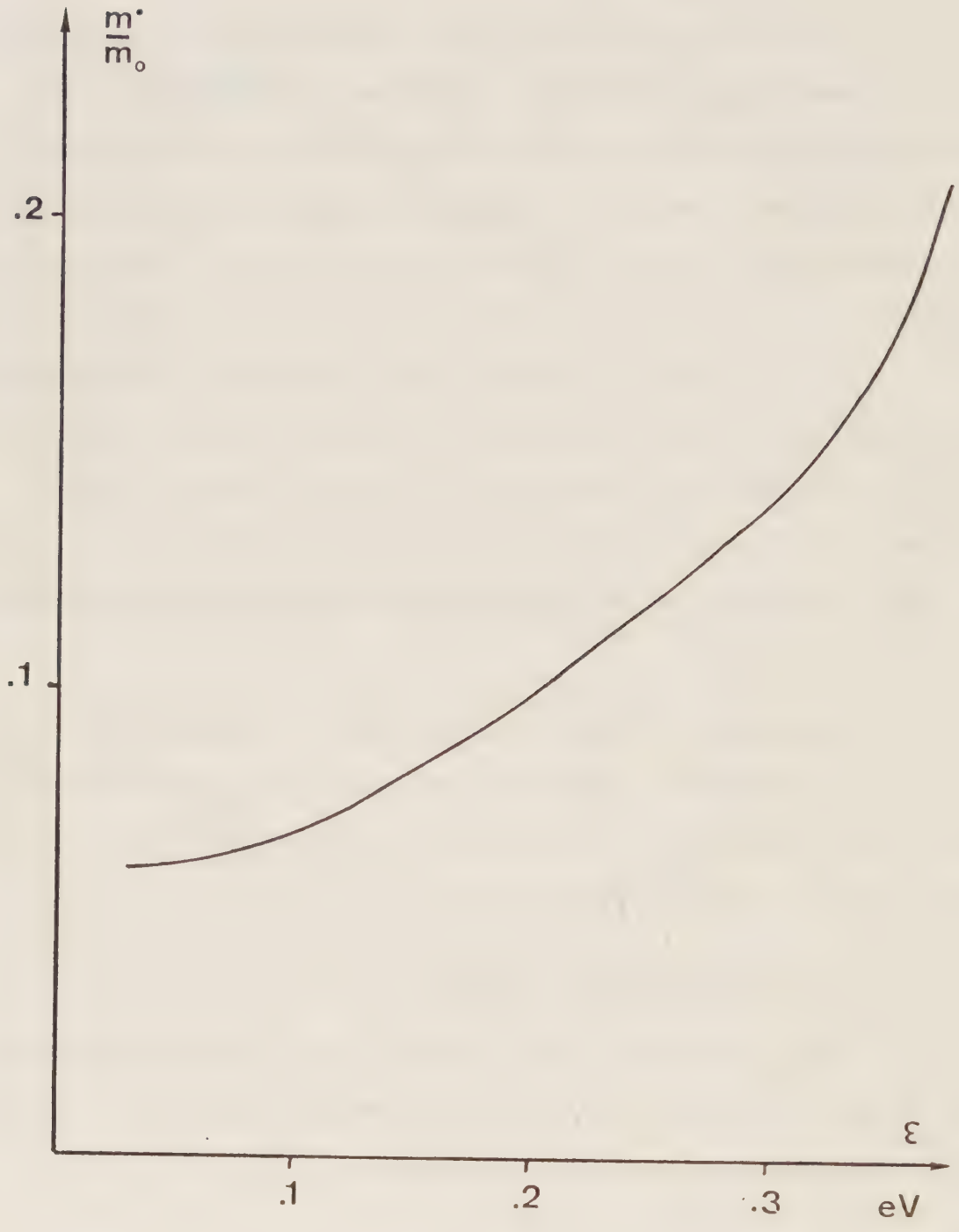


Figure 6b. Variation de la masse effective en fonction de l'énergie.

$$m^* \vec{v}_{st} = e \vec{E}_{st} \tau_m \qquad (3)$$

$$\frac{\varepsilon_{st} - \varepsilon_T}{\tau_\varepsilon} = e \vec{E}_{st} \vec{v}_{st} \qquad (4)$$

L'énergie stationnaire moyenne ε_{st} de la population d'électrons peut être éliminée entre les équations (3) et (4), les temps de relaxation et la masse effective moyenne des porteurs ne sont donc plus fonctions que du champ électrique $\vec{E}_{st}$ en régime stationnaire.

L'équation (3) permet alors d'exprimer la vitesse stationnaire moyenne en fonction du champ électrique $\vec{E}_{st}$:

$$\vec{v}_{st}(\vec{E}_{st}) = \frac{e \tau_m (E_{st})}{m^*(E_{st})} . \vec{E}_{st} = \mu(E_{st}) . \vec{E}_{st}$$

Le coefficient de proportionnalité μ est la mobilité des électrons. La notion de mobilité est une notion statistique sur l'ensemble d'une population électronique. Elle caractérise l'aptitude des électrons à être accélérés par le champ électrique, pondérée par l'effet des diverses interactions sur leur quantité de mouvement.

Les caractéristiques stationnaires $v_{st}(E_{st})$ ont été largement étudiées théoriquement et expérimentalement (9,15,17,28,29). Sur la figure 7 nous avons représenté l'allure de telles caractéristiques à la température ambiante et à la température de l'azote liquide.

A la température ambiante et pour un champ électrique faible, la majorité des électrons est répartie en vallée centrale. La mobilité initiale élevée est due, d'une part, à la faible masse effective des porteurs en vallée Γ et, d'autre part, à l'anisotropie des interactions optiques polaires. Lorsque le champ électrique augmente et atteint la

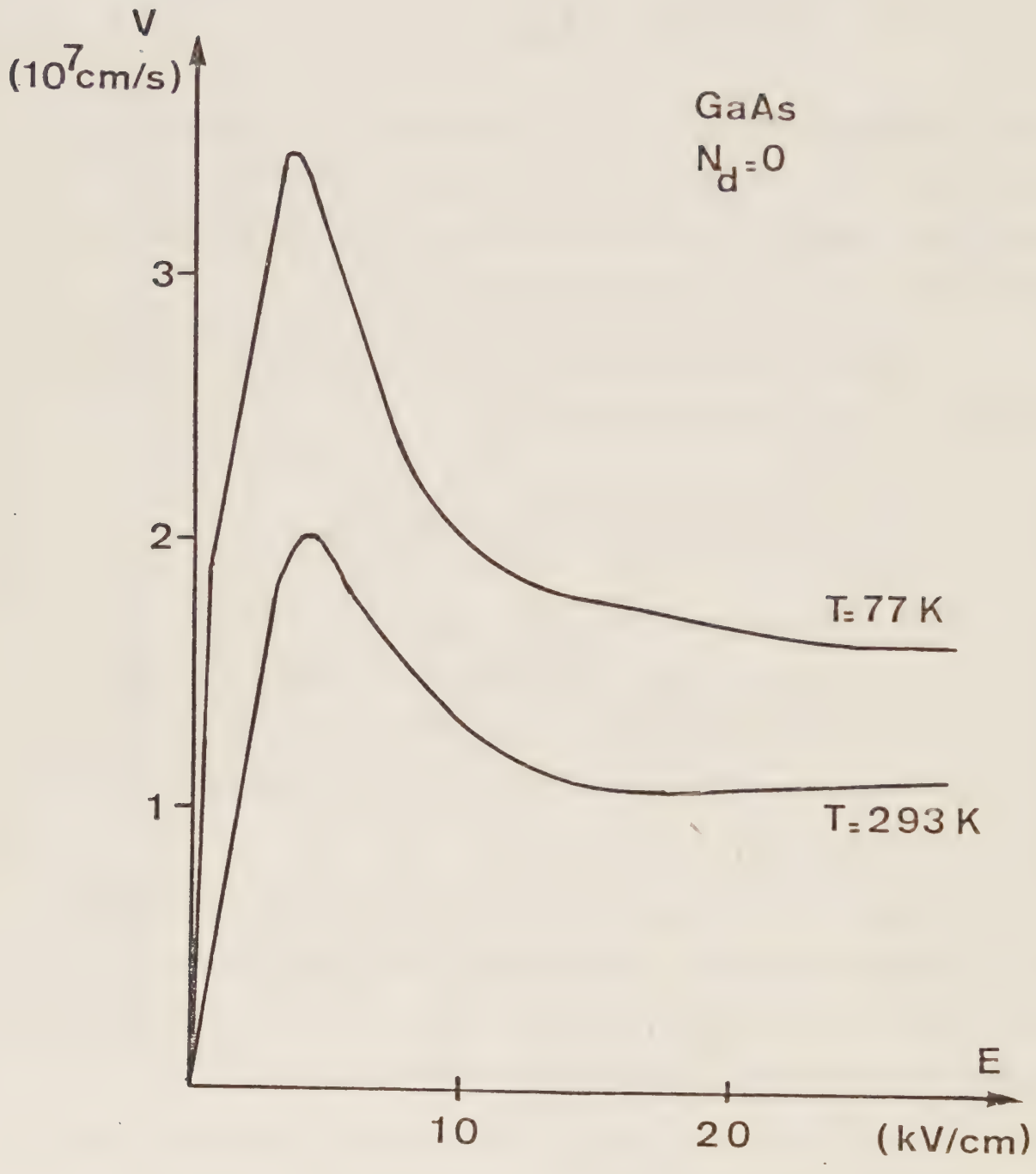


Figure 7. Vitesse des électrons en fonction du champ électrique.

valeur du champ critique E_c, la décroissance de la caractéristique correspond à une diminution importante de la mobilité stationnaire. Une partie des électrons est transférée dans les vallées latérales où la masse effective est plus grande et où l'isotropie des interactions sur les phonons inter-vallées de grand vecteur d'onde qui deviennent prépondérantes redistribue très efficacement le moment des électrons : m^* augmente et τ_m diminue avec l'énergie. La caractéristique stationnaire présente une partie à mobilité différentielle négative, responsable de propriétés très intéressantes de GaAs et de certains autres composés III-V utilisées en hyperfréquence (effet Gunn, dispositif LSA, ...).

Pour une valeur du champ électrique très supérieure au champ critique E_c, une proportion importante de la population des électrons est répartie dans les vallées latérales et la vitesse stationnaire tend vers une valeur de saturation v_{sat} de l'ordre de 10^7 cm.s^{-1}.

A basse température, l'allure générale de la caractéristique stationnaire $v_{st}(E_{st})$ est assez voisine de celle obtenue à la température ambiante, mais présente cependant quelques particularités (17). A champ électrique très faible, la courbe a, pour des cristaux très peu dopés, une pente initiale très grande correspondant à une forte mobilité. Lorsque la majorité des électrons n'a pas encore atteint l'énergie du phonon optique polaire, les propriétés de transport sont déterminées par les interactions avec les phonons acoustiques qui sont quasiment élastiques et n'ont que peu d'influence sur la trajectoire des électrons (cf. § II.3.2) : la mobilité initiale à faible champ est donc très élevée. Une première rupture de pente correspond à l'apparition de l'émission des phonons optiques polaires. En revanche, lorsque le niveau de dopage est important (supérieur à 5.10^{15} cm^{-3}), ce sont les interactions avec les impuretés

ionisées qui sont prépondérantes à faible champ électrique : elles entraînent une diminution notable de la mobilité initiale, ce qui masque la rupture de pente observée pour $N_D = 0$. La vitesse maximum atteinte à 77 K pour le champ critique E_c est légèrement supérieure à celle obtenue à 300 K (cf. Tableau II).

Le tableau II résume les valeurs typiques des caractéristiques stationnaires $v_{st}(E_{st})$ dans GaAs à température ambiante et à 77 K.

TABLEAU II

	T = 300 K	T = 77 K
μ_o $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$ en vallée Γ	7 500	100.000
E_{st} d'apparition de l'émission des phonons optiques polaires	0	0,2 kV/cm
E_c de transfert intervallées	4,2 KV/cm	3,8 KV/cm
v_{max} pour $E = E_c$	$2.10^7 cm.s^{-1}$	$3,5.10^7 cm.s^{-1}$

4.3- Transport en régime non-stationnaire - Survitesse des électrons

Le régime d'équilibre stationnaire des électrons dans un champ électrique uniforme implique que se soit écoulée entre l'instant où les électrons pénètrent ce champ électrique et l'instant d'observation, une durée supérieure au plus grand des deux temps de relaxation caractéris-

tiques, soit ici celui τ_ε de l'énergie. Aux instants intermédiaires ($t < \tau_\varepsilon$), le régime de transport est transitoire. Dans GaAs, τ_ε est de l'ordre de quelques picosecondes ; avec une vitesse moyenne d'environ 10^7 cm.s^{-1}, les électrons parcourent pendant ce temps une distance de quelques dixièmes de micron. Tant que les dimensions des dispositifs étaient grandes devant les distances sur lesquelles ont lieu les phénomènes transitoires, ces derniers étaient négligeables et la seule connaissance des caractéristiques stationnaires permettait d'expliquer le fonctionnement de ces dispositifs. Actuellement, les longueurs typiques des dispositifs dans les circuits intégrés à très haute densité d'intégration sont de l'ordre de quelques dixièmes de microns et la prise en compte de la dynamique électronique non stationnaire est indispensable pour la compréhension du fonctionnement de ces circuits (30).

Nous allons étudier ce régime transitoire à l'aide des équations de relaxation (1) et (2) qui permettent d'obtenir une vision réaliste des phénomènes tant que l'échelle de temps reste supérieure au temps de relaxation du moment τ_m. Dans ces conditions, pour $t > \tau_m$, nous pouvons considérer que le régime stationnaire est atteint dans l'équation (1) et que les électrons sont en régime de mobilité, leur vitesse moyenne prenant la valeur correspondant à l'équilibre du moment avec le champ électrique $\vec{E}$ instantané ou local

$$\vec{v} = \frac{e.\tau_m(\varepsilon)}{m^*(\varepsilon)} \cdot \vec{E} \qquad (5)$$

Dans cette relation, les paramètres τ_m et m^* ont une valeur définie par l'énergie moyenne ε des électrons.

Or, pour un instant t inférieur à τ_ε, l'énergie n'a pas encore sa valeur d'équilibre dans le champ électrique appliqué. En particulier,

même si ce champ est supérieur au champ critique $\vec{E}_c$, tant que l'énergie des électrons est inférieure à l'énergie de transfert vers les vallées latérales, la masse effective moyenne m^* est encore voisine de la masse effective de vallée centrale, donc faible par rapport à sa valeur d'équilibre stationnaire dans le champ électrique. De plus, le temps de relaxation du moment τ_m est transitoirement supérieur à sa valeur d'équilibre car il correspond à une énergie moyenne qui n'autorise pas le transfert d'une proportion importante des électrons vers les vallées supérieures (Fig. 6 et 7). La vitesse des électrons donnée par l'expression (5) peut donc transitoirement excéder sa valeur d'équilibre stationnaire qui, dans un champ électrique supérieur au champ critique, est, rappelons-le, saturée à 8.10^6 cm.s^{-1} : c'est le phénomène de survitesse des électrons, une propriété caractéristique des matériaux polaires III-V tels que GaAs et InP.

Quand la population électronique est en équilibre avec le champ électrique, sa vitesse moyenne résulte de l'effet conjugué du champ qui tend à l'orienter parallèlement à lui-même et des interactions qui tendent à désordonner son orientation. En régime permanent, l'importance relative de la partie ordonnée par rapport à la partie désordonnée de la vitesse moyenne est déterminée pour une valeur donnée du champ électrique. En régime transitoire, avant que les électrons aient subi un nombre suffisant d'interactions, l'effet du champ est supérieur à celui des collisions et l'importance relative de la partie ordonnée est plus grande qu'à l'équilibre.

Ces phénomènes transitoires de survitesse des électrons sont susceptibles d'améliorer les performances en rapidité des dispositifs. Ils ont donc suscité un vif intérêt et de nombreuses études théoriques par des méthodes de Monte-Carlo ont été réalisées pour en donner une description

plus quantitative (19,21 à 24, 31), montrant que l'amplitude du phénomène de survitesse dépend de la valeur du champ électrique appliqué, de l'écart entre les deux temps de relaxation et des variations de τ_m, m^* et τ_ε avec l'énergie moyenne ε.

Les valeurs des paramètres τ_m, τ_ε et m^* dans l'arséniure de gallium font de ce composé un matériau de choix pour l'étude de la survitesse. Certains autres composés III-V polaires présentent aussi cet avantage. Des études comparatives entre le silicium et le GaAs ont été réalisées, utilisant le fait que les temps de relaxation du silicium sont inférieurs d'un ordre de grandeur à ceux de GaAs (31) : la durée des phénomènes transitoires est réduite d'autant. De plus, la caractéristique stationnaire vitesse en fonction du champ électrique du silicium ne présente pas de partie à mobilité différentielle négative ; la vitesse se sature par augmentation de la fréquence des collisions lorsque le champ électrique augmente. Cette vitesse de saturation est d'environ $10^7 cm.s^{-1}$ et la valeur maximum en survitesse peut atteindre $1,5.10^7$ $cm.s^{-1}$ dans un champ électrique de 20 KV/cm. La vitesse rejoint sa valeur d'équilibre stationnaire en 0,7 ps. Dans le GaAs, pour un champ électrique deux fois plus faible (10 KV/cm), la vitesse maximale dépasse 4.10^7 $cm.s^{-1}$ et le régime transitoire s'étend sur plus d'une picoseconde.

Dans le tableau III, nous avons reporté des valeurs typiques de vitesse maximale et de durée des phénomènes pour GaAs : plus le champ électrique augmente au delà du champ critique, plus la vitesse maximale est grande et plus la durée du transitoire est réduite (fig. 8).

La présence d'impuretés dans le matériau diminue la valeur maximale atteinte par la vitesse : les interactions avec les impuretés ionisées tendent à accélérer la relaxation du moment des électrons

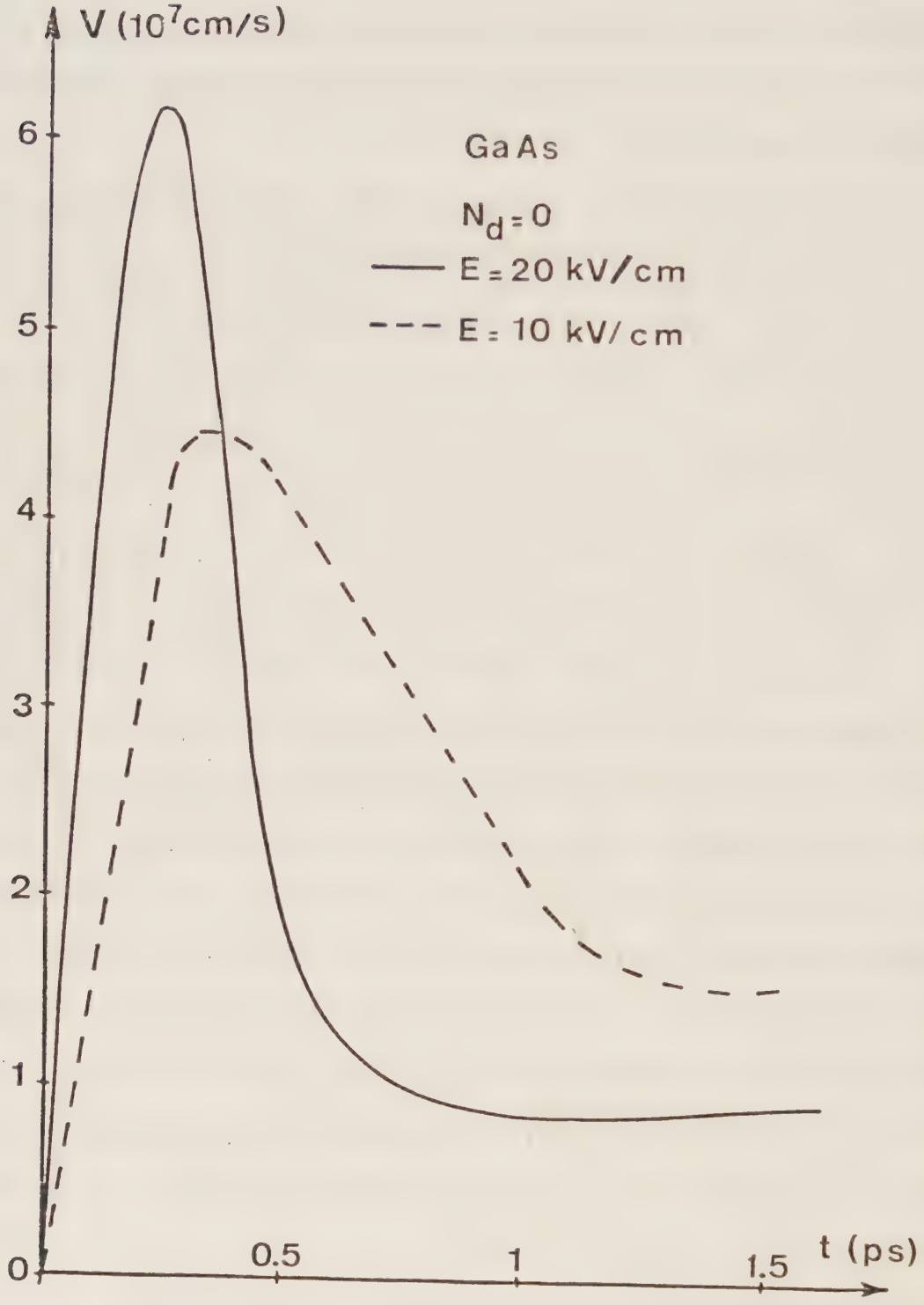


Figure 8. Evolution de la vitesse des électrons en fonction du temps après l'application d'un échelon de champ électrique (simulation Monte-Carlo CHS Lille).

(cf. § II.2.2) donc à diminuer la mobilité initiale. Par contre, la durée des phénomènes transitoires est peu affectée par le niveau de dopage.

TABLEAU III (23, 31)

Champ électrique kV/cm	Vitesse maximale $cm.s^{-1}$	Vitesse stationnaire d'équilibre $cm.s^{-1}$	Durée du régime transitoire ps
3	-	2.10^7	-
5	3.10^7	$< 2.10^7$	4
10	$4,7.10^7$	$1,2.10^7$	1,5
20	$6,2.10^7$	10^7	0,8

4.4- Influence de la température. Transport quasi-balistique

A basse température, l'énergie thermique des électrons est plus faible et leur répartition autour de la valeur moyenne est beaucoup moins dispersée qu'à la température ambiante (cf. § I). Dans un matériau très peu dopé, pour une faible tension accélératrice (inférieure au seuil de transfert 330 meV) tant que l'énergie des électrons n'atteint pas l'énergie du phonon optique polaire $\hbar\omega_o$, seules les interactions avec les phonons acoustiques peuvent intervenir, mais leur probabilité est très faible (Fig. 5). Les électrons ne subissent donc que très peu d'interactions au début de leur phase d'accélération dans le champ électrique. Quand leur énergie atteint $\hbar\omega_o$, les interactions optiques polaires deviennent prépondérantes. Comme elles sont anisotropes, elles dévient peu la trajectoire de l'électron déjà orientée dans le sens du champ. Sur des distances de quelques dizièmes de microns, pour une tension accélératrice de l'ordre de 300 mV, les électrons ne subissent qu'un très petit nombre d'interactions qui modifient peu leur vitesse de transport : c'est le

régime quasi-balistique (33) qui s'observe sur des durées inférieures ou de l'ordre du temps de relaxation du moment τ_m.

Pour décrire l'évolution de la vitesse et de l'énergie des électrons en régime transitoire à basse température, les équations de relaxation ne sont plus adaptées car le très petit nombre d'interactions ne permet plus de justifier l'approximation des temps de relaxation et, en particulier, l'existence du régime de mobilité que nous avons supposée précédemment. Entre deux interactions supposées instantanées, nous pouvons écrire que la variation de l'impulsion des porteurs est régie par l'équation fondamentale de la dynamique :

$$\frac{d(m^*\vec{v})}{dt} = - q \vec{E}$$

L'effet d'une éventuelle interaction doit alors être envisagé : nous revenons au traitement du problème comme il est posé dans les simulations numériques par les méthodes de Monte-Carlo.

Nous pouvons essayer de chiffrer la vitesse maximale que peuvent atteindre des électrons en régime quasi-balistique. Dans tous les cas, leur énergie ne devra pas dépasser le seuil de transfert de 330 meV ; leur vitesse ne pourra donc pas excéder une valeur v_{max} telle que :

$$\frac{1}{2} m^* v_{max}^2 = \Delta E_{\Gamma L}$$

$$v_{max} = \left(\frac{2.\Delta E_{\Gamma L}}{m^*} \right)^{1/2} = 1{,}36.10^8 \text{ cm.s}^{-1}$$

Cette valeur est supérieure aux valeurs de vitesses maximales obtenues en régime de survitesse.

Cependant, au niveau d'un dispositif, c'est la vitesse moyenne d'une population d'électrons sur la longueur totale de leur trajet qui détermine le temps de transit t_t des porteurs, donc la rapidité du dispositif. En régime uniformément accéléré, la vitesse moyenne d'un électron est égale à $\frac{1}{2} v_{max}$, correspondant à un temps de transit minimum de 0,6 ps sur une longueur de 0,4 µm. Les simulations numériques (34) montrent cependant que tous les électrons ne sont pas lancés de la même façon et qu'une proportion non négligeable d'entre eux a des interactions dès le début de leur trajet dans le semiconducteur, tendant à augmenter les temps de transit effectifs dans le dispositif. L'influence des contacts apparaît donc primordiale dans le fonctionnement de ces échantillons.

Nous venons de décrire les propriétés de transport des électrons dans GaAs en régime stationnaire et en régime transitoire. De nombreuses études théoriques ont été réalisées pour essayer d'appréhender les phénomènes de survitesse et de transport quasi-balistique de façon plus quantitative, mais à ce jour très peu d'expériences ont été faites en raison des difficultés de mesures aux échelles de temps ou de distances mises en jeu. Nous avons réalisé des expériences de photoconduction sur des dispositifs de dimensions très courtes, inférieures au micron. Nous observons le comportement des électrons pendant leur transit entre deux électrodes distantes de quelques dizièmes de micron. Nous effectuons alors des mesures en régime permanent et évitons ainsi les difficultés expérimentales posées par l'analyse temporelle à l'échelle de la picoseconde.

Chapitre II

MECANISMES DE PHOTOCONDUCTION

Pour étudier expérimentalement les phénomènes de dynamique électronique dans GaAs, nous avons réalisé des mesures de photoconduction sur des dispositifs submicroniques. L'objet de ce chapitre est de décrire les principaux processus physiques qui interviennent dans la photoconduction afin de pouvoir interpréter les mesures effectuées et les relier aux propriétés de transport des électrons dans le semiconducteur.

La photoconduction correspond à la modification du courant qui traverse un dispositif dans lequel règne un champ électrique, lorsque celui-ci est soumis à une excitation lumineuse. L'absorption de photons dans un matériau semiconducteur s'accompagne de la création de paires électron-trou et est donc à l'origine d'une augmentation du nombre des porteurs libres qui participent au courant. En régime permanent d'éclairement, les densités de porteurs libres dans le matériau résultent d'un équilibre entre les mécanismes de génération et les mécanismes de recombinaison. Par ailleurs, la présence dans tout semiconducteur réel de niveaux d'énergie dans la bande interdite jouant le rôle de pièges a une influence considérable sur la photoconductivité du matériau et rend souvent très complexe la compréhension des phénomènes.

I- GENERATION OPTIQUE DE PORTEURS

Lorsqu'un faisceau lumineux, de longueur d'onde λ transportant une densité de puissance I_o ($W.cm^{-2}$), arrive sur un barreau semiconducteur, les photons incidents sont absorbés dans le matériau par divers mécanismes physiques selon les valeurs de l'intensité lumineuse du faisceau et l'énergie $h\nu$ de chaque photon.

Nous nous limitons au cas où l'énergie $h\nu$ est supérieure ou égale au seuil d'absorption fondamentale $\Delta\varepsilon_g$ du semiconducteur, négligeant ainsi tous les phénomènes de génération optique faisant intervenir les niveaux profonds de la bande interdite (photoconductivité extrinsèque). Lorsque $h\nu > \Delta\varepsilon_g$, nous observons principalement des transitions optiques directes : un électron de la bande de valence acquiert l'énergie du photon et est excité dans la bande de conduction laissant ainsi un trou libre dans la bande de valence. Ce processus noté (a) sur la figure 9 correspond à des longueurs d'onde λ inférieures ou égales à $\frac{hc}{\Delta\varepsilon_g}$ où h est la constante de Planck et c la vitesse de la lumière dans le vide. Dans GaAs, la longueur d'onde ne doit donc pas dépasser 868 nm à 300 K ($\Delta\varepsilon_g$ = 1,43 eV) et 822 nm à 77 K ($\Delta\varepsilon_g$ = 1,51 eV). Les transitions optiques directes font généralement intervenir les électrons des deux sous-bandes dégénérées h et ℓ de la bande de valence. Les électrons de la sous-bande s ne peuvent subir de transition que si l'énergie des photons incidents $h\nu$ est supérieure à $\Delta\varepsilon_g + \Delta_o$.

Un faisceau de photons (I_o, $h\nu$) sur un barreau semiconducteur induit des transitions optiques directes crèant dans le matériau une densité de paires électron -trou par unité de temps qui s'exprime ainsi :

$$G = \frac{I_o \eta}{h\nu} \alpha(1-R) \quad (cm^{-3}.s^{-1})$$

η représente l'efficacité quantique, α le coefficient d'absorption et R le coefficient de réflexion du matériau pour la longueur d'onde λ considérée.

Dans le domaine de longueurs d'onde que nous avons employées (700 nm à 800 nm), l'indice de réfraction de GaAs varie peu autour de 3,6 (34) donnant un facteur de réflexion R voisin de 0,3 à l'incidence

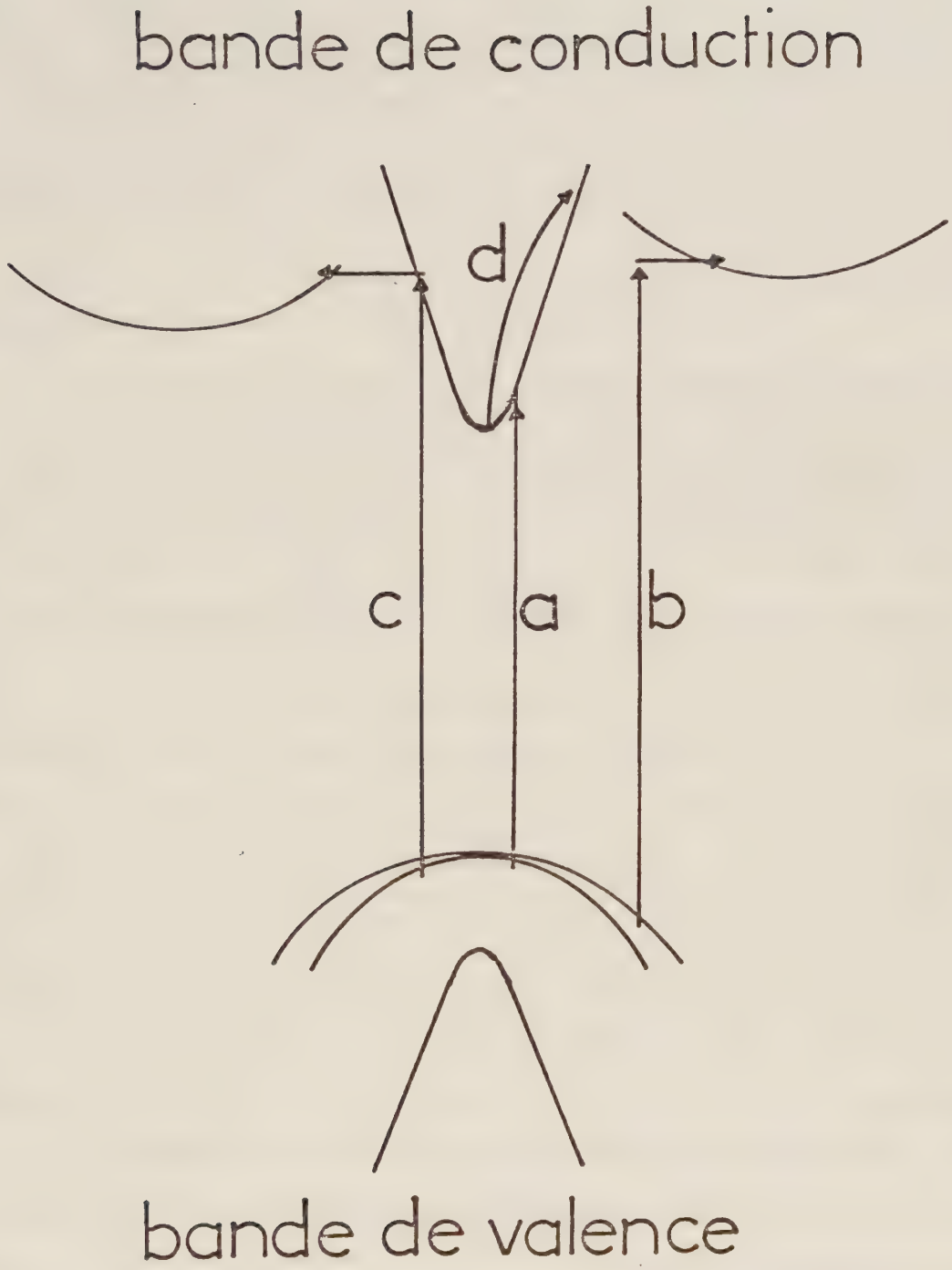


Figure 9. Mécanismes de création optique de porteurs libres

normale. L'énergie minimale des photons incidents (1,55 eV) correspondant à λ = 800 nm est déjà nettement supérieure au seuil d'absorption fondamentale $\Delta\varepsilon_g$, à la température ambiante et même à 77 K. La profondeur de pénétration α varie donc peu dans ce domaine de longueurs d'onde. Pour λ = 775 nm, α est voisin de $1,1.10^4$ cm^{-1} et la profondeur de pénétration vaut environ 0,9 µm à la température ambiante (35).

Lorsque l'énergie des photons incidents est très supérieure à la largeur de la bande interdite, c'est-à-dire si $h\nu > \Delta\varepsilon_g + \Delta\varepsilon_{\Gamma L}$, il peut se produire des transitions indirectes avec absorption ou émission simultanée d'un phonon (processus b sur la figure 9). Mais la probabilité de telles transitions indirectes est bien plus faible que celle d'une transition directe suivie d'une interaction intervallée (processus c sur la figure 9).

Pour une forte intensité lumineuse incidente, la densité des porteurs libres créés est très élevée. Un électron libre de la bande de conduction peut alors absorber l'énergie d'un photon et être excité vers un état d'énergie plus élevé dans cette bande (processus d de la figure 9). Ce type de transition n'augmente pas la densité des paires électron-trou en excès mais tend à échauffer la distribution électronique. Lors de nos expériences, nous n'avons utilisé que de faibles intensités lumineuses et l'effet d'échauffement de la population est donc négligeable. Les photons incidents sont absorbés principalement par les transitions optiques directes décrites plus haut.

II - PHENOMENES DE RECOMBINAISON ET DE PIEGEAGE

1 - Recombinaisons directes

Les porteurs en excès créés par absorption de photons sont

accélérés par le champ électrique qui règne dans le dispositif ; ils participent au photocourant tant qu'ils sont mobiles dans les bandes d'énergie et jusqu'à ce qu'ils disparaissent par recombinaison. Nous considérons dans un premier temps, les recombinaisons directes, c'est-à-dire celles qui ne font pas intervenir les niveaux d'énergie existant dans la bande interdite. Dans un semiconducteur parfait, la recombinaison des porteurs est forcément directe ; la durée de vie des électrons y est égale à celle des trous.

Lorsqu'un électron libre de la bande de conduction se recombine directement avec un trou libre de la bande de valence, l'énergie ainsi libérée peut être dissipée selon trois processus schématisés sur la figure 10:

- émission de phonons (1)
- énergie fournie à un autre électron de la bande de conduction (2)
- émission d'un photon (3)

Cependant, l'énergie des phonons étant très faible devant la largeur de la bande interdite, pour évacuer l'énergie libérée par une recombinaison directe selon le processus de type (1), il faudrait que plusieurs phonons soient émis simultanément, ce qui est fort improbable en raison de leurs densités d'état.

Lorsque la densité des porteurs libres est élevée, le deuxième mécanisme d'évacuation de l'énergie peut devenir important : il s'agit de recombinaison non-radiative par effet Auger dans un semiconducteur de type n. C'est une interaction coulombienne à trois corps qui conserve l'énergie et le moment du système d'électrons. L'énergie libérée par la recombinaison d'une paire électron-trou est cédée sous forme d'énergie cinétique à un autre électron de la bande de conduction. Le taux de recombinaison par effet Auger dépend fortement de la concen-

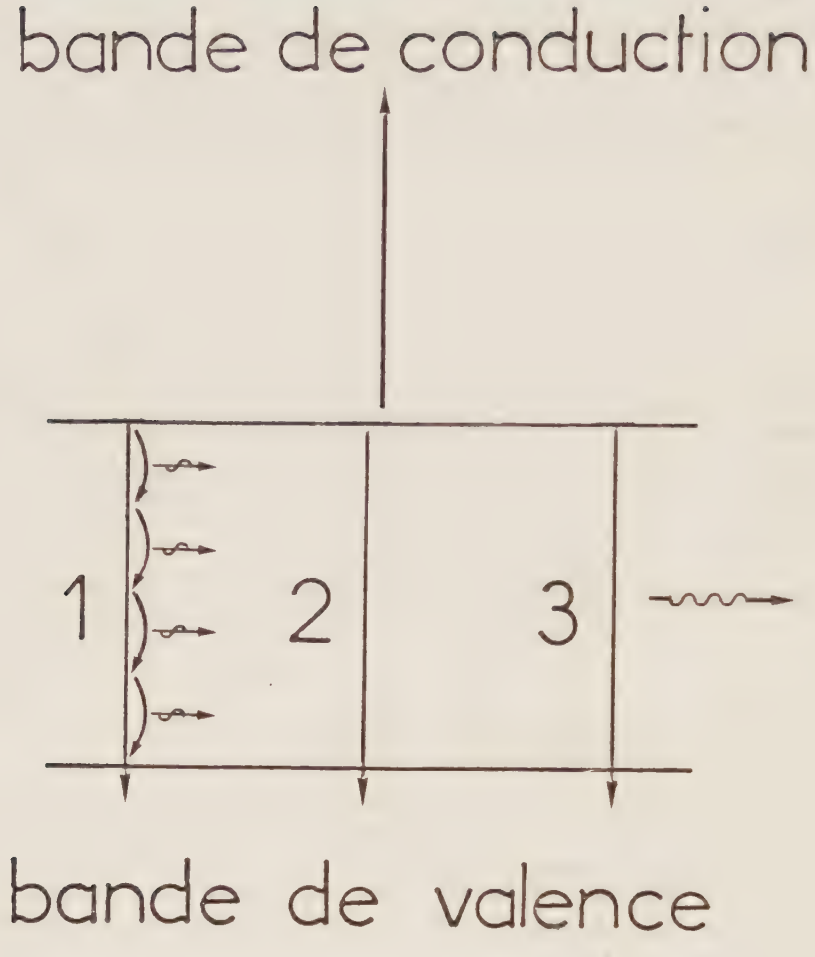


Figure 10. Mécanismes de recombinaison des porteurs

tration des porteurs (36). Dans un matériau où la densité d'électrons libres ne dépasse pas 10^{14} cm^{-3} à 10^{15} cm^{-3}, nous négligerons l'effet de ce type de recombinaison.

Dans un matériau parfait à gap direct comme GaAs, les recombinaisons bande à bande sont donc essentiellement radiatives, c'est-à-dire accompagnées de l'émission d'un photon (processus 3 sur la figure 10). Ce sont elles qui déterminent la durée de vie des porteurs dans le semiconducteur.

Dans un semiconducteur réel, l'influence des recombinaisons directes est souvent masquée par les recombinaisons faisant intervenir les niveaux d'énergie existant dans la bande interdite. En effet, la capture de porteurs libres par les centres profonds est souvent plus rapide que la recombinaison directe des paires électron-trou. Nous introduisons dans le paragraphe suivant ces mécanismes de recombinaison indirecte.

2 - Recombinaison indirecte - Piégeage

2.1- Niveaux d'énergie dans la bande interdite

Un semiconducteur réel renferme toujours des impuretés et des défauts de réseau cristallin. Ces imperfections sont à l'origine de l'existence de niveaux d'énergie situés dans la bande interdite du semiconducteur. Ces niveaux sont de plus localisés dans l'espace, sur les centres leur ayant donné naissance : les électrons ou trous situés sur ces niveaux d'énergie sont piégés et indisponibles pour la conduction.

Les niveaux d'énergie très proches des extrémités des bandes de conduction et de valence, à moins de quelques dizaines de meV, sont généralement dus aux impuretés de dopage qui sont introduites volontairement ou non lors de l'élaboration du matériau. A chacun de ces niveaux

est associé un type d'impureté donné et connu grâce à l'étude des spectres d'absorption optique. Ce sont les niveaux peu profonds. Dans GaAs, nous pouvons citer l'exemple du zinc et du cadmium qui introduisent des niveaux accepteurs distants de 0,01 à 0,04 eV de la bande de valence et le soufre, le tellure et le sélénium qui introduisent des niveaux donneurs à quelques meV seulement de la bande de conduction. Du fait de la très faible énergie d'ionisation de ces niveaux, nous pouvons considérer qu'ils sont en équilibre thermique avec les bandes d'énergie voisines. Les interactions mutuelles entre ces niveaux et les bandes d'énergie sont très importantes : il y a formation de bandes d'impuretés même à faible niveau de dopage, qui tendent à diminuer légèrement la largeur de la bande interdite (37). Les porteurs ne peuvent pas être considérés comme piégés sur ces niveaux : leur vitesse de réémission est de toute façon très grande même à basse température. Ces niveaux ne sont pas des pièges au sens où on le définira dans la suite ; ils ne soustraient pas d'électron de la bande de condution et ne modifient pas de façon sensible les phénomènes de recombinaison radiative directe que nous avons décrits plus haut.

Nous considérons maintenant les niveaux "profonds", c'est-à-dire situés dans la bande interdite, loin de ses limites. Ils peuvent être dus à la présence d'impuretés mais aussi à l'existence de défauts du réseau cristallin. Leur origine exacte n'est pas toujours identifiée, ce qui rend difficile leur élimination.

Diverses expériences de caractérisation (38,39,40) ont permis de mettre en évidence de nombreux niveaux profonds dans GaAs, qui sont catalogués en pièges à trous ou pièges à électrons. Généralement, l'origine de ces pièges n'est pas connue précisément et peut être liée soit à des impuretés, soit à des défauts de réseau. Selon le mode de fabrication,

tel ou tel piège est présent ou non dans le matériau. Dans des échantillons du type de ceux que l'on a utilisés (couche épitaxiée en phase vapeur sur substrat semi-isolant dopé au chrome) on observe principalement à température ambiante l'influence de quatre pièges, deux à trous et deux à électrons répertoriés dans le tableau ci-dessous (38,39)

	Energie d'activation en eV	Nature
EL2	0,825	} pièges à électron
EL3	0,575	
HL1	0,94	piège à trou dû à la présence de chrome
HL10	0,83	piège à trou

A basse température (77 K) les constantes de temps de réémission de ces pièges deviennent très longues mais d'autres peuvent alors intervenir, par exemple le niveau EL11, piège à électron d'énergie d'activation égale à 0,17 eV (38).

Les mesures sur les niveaux profonds, et leur interprétation, sont rendues plus compliquées par le fait que le semiconducteur considéré est composé ; par conséquent, peuvent entrer en jeu la présence d'impuretés résiduelles, la formation de complexe et une éventuelle non stoechiométrie du composé.

La présence de tels niveaux profonds dans la bande interdite du semiconducteur a une influence considérable sur ses propriétés de photoconduction. Nous allons décrire brièvement les phénomènes de recombi-

naison et de piégeage des porteurs libres qu'ils occasionnent dans le matériau.

2.2- Caractéristiques des centres profonds

Les propriétés électroniques des centres profonds sont généralement décrites par quatre paramètres : leur concentration N_T, la position du niveau d'énergie ε_T qu'ils introduisent dans la bande interdite et les sections de capture efficace S_n et S_p qu'ils offrent aux électrons et aux trous libres.

Les sections de capture efficace d'un centre sont déterminées dans le cas d'une interaction coulombienne par la variation du potentiel au voisinage du centre. Un centre peut être attractif, répulsif ou neutre, selon le type de porteur considéré, entraînant des valeurs de sections efficaces très variables : des valeurs comprises entre 10^{-12} cm^2 et 10^{-22} cm^2 ont été mesurées dans les semiconducteurs (41).

Considérons un ion chargé positivement qui vient d'émettre son électron. Il agit vis-à-vis d'un électron comme un centre coulombien attractif. La répartition de potentiel qu'il crée dans le matériau tend à capturer l'électron (Fig.11). Ce dernier situé à la distance r du centre est soumis au potentiel V(r) tel que :

$$V(r) = \frac{e}{4\pi\varepsilon_o\varepsilon_r r}$$

où e est la charge de l'électron et ε_r la permittivité diélectrique du semiconducteur.

La section de capture efficace est définie à partir de la distance minimale à laquelle l'électron peut s'approcher du centre sans être capturé : si $eV > k_BT$, on peut considérer que l'électron a une forte probabilité d'être capturé. Le rayon limite r_o est donné par :

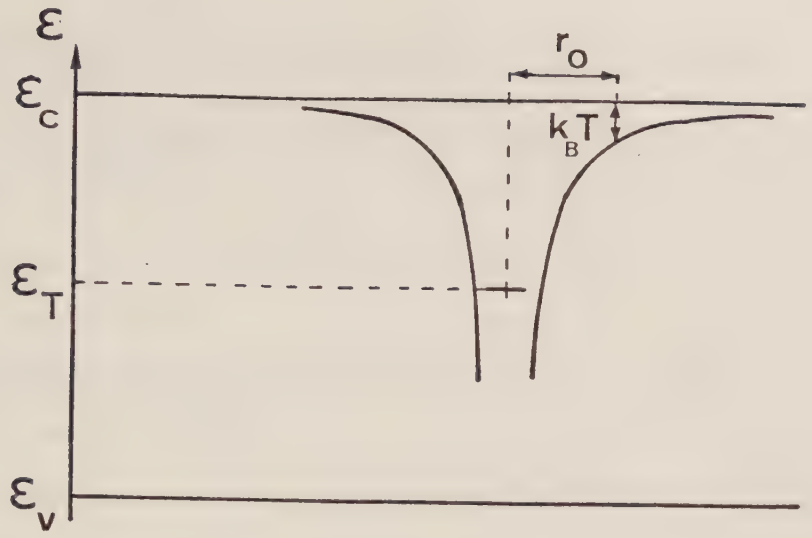


Figure 11. Répartition du potentiel autour d'un centre chargé.

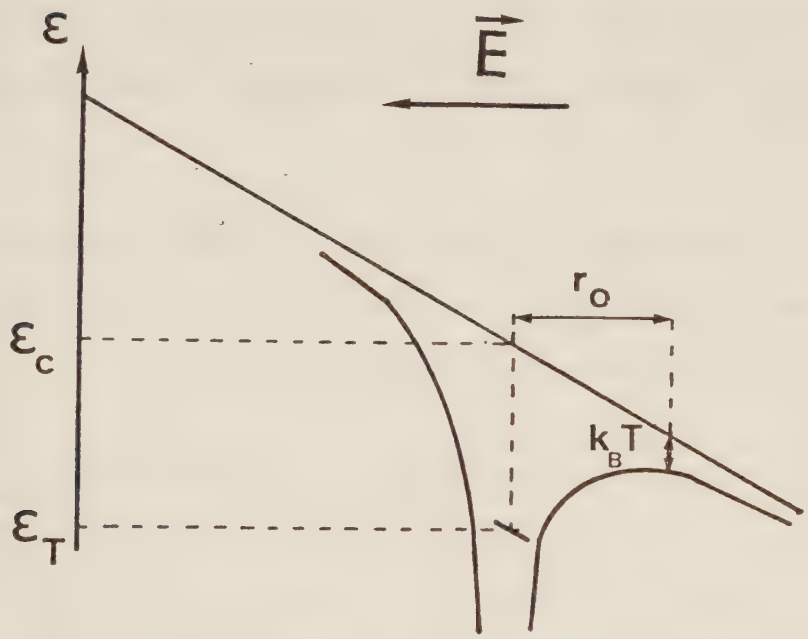


Figure 12. Répartition du potentiel en présence d'un champ électrique $\vec{E}$.

$$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_o\varepsilon_r r_o} = k_B T \quad \text{soit} \quad r_o = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_o\varepsilon_r k_B T}$$

Pour $\varepsilon_r = 12$, $S_n = \pi r_o^2 = 10^{-12}\ cm^2$.

En présence d'un champ électrique appliqué dans le semiconducteur, la répartition de potentiel est modifiée au voisinage du centre profond (Fig.12). Plusieurs effets peuvent alors être observés : l'abaissement de barrière peut favoriser l'émission de l'électron par le centre. D'autre part, le rayon moyen de la sphère de capture est augmenté par rapport à sa valeur d'équilibre thermodynamique entraînant une augmentation de S_n : c'est l'effet Poole-Frenkel (42). A fort champ électrique, deux autres phénomènes peuvent apparaître : la capture de porteurs par des centres normalement répulsifs et l'ionisation par choc des pièges occupés. Tous ces phénomènes tendent à compliquer l'interprétation des mesures de photoconduction.

Si on considère un centre qui ne présente que deux états de charge, n_{To} la concentration des centres les plus négatifs et p_{To} celle des centres les plus positifs s'expriment à l'équilibre :

$$n_{To} = \frac{N_T}{1 + \exp\frac{\varepsilon_T - \varepsilon_F}{k_B T}} \qquad p_{To} = \frac{N_T}{1 + \exp\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_T}{k_B T}}$$

en supposant un facteur de dégénérescence égal à 1.

$$n_{To} + p_{To} = N_T \qquad \frac{n_{To}}{p_{To}} = \exp\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_T}{k_B T}$$

La position du niveau d'énergie ε_T par rapport au niveau de Fermi dans la bande interdite fixe l'état de charge du centre profond à l'équilibre thermodynamique.

2.3- Mécanismes de recombinaison indirecte et de piégeage

Les caractéristiques des centres profonds permettent d'évaluer les probabilités de capture et d'émission des porteurs libres. A partir d'un niveau d'énergie dans la bande interdite, quatre processus peuvent prendre naissance, chacun correspondant à un échange d'électron avec les bandes d'énergie du semiconducteur (Fig. 13).

A partir des probabilités de chacun de ces mécanismes, nous pouvons écrire les vitesses nettes de capture des électrons et des trous libres par le centre profond :

$$U_n = C_n\, p_T n - e_n n_T \quad (cm^{-3}.s^{-1})$$

$$U_p = C_p\, n_T p - e_p p_T \quad (cm^{-3}.s^{-1})$$

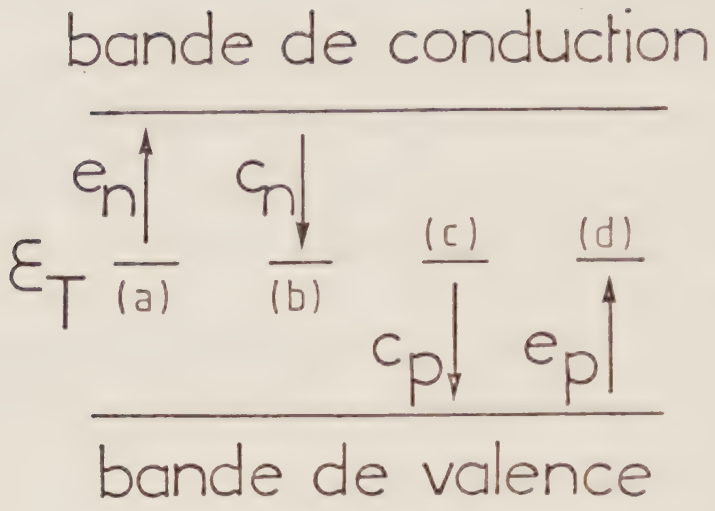
A l'équilibre thermodynamique, $U_n=U_p=0$. Si l'on note n_o et p_o les concentrations de porteurs libres, on peut alors exprimer e_n et e_p en fonction de C_n et C_p :

$$e_n = C_n \frac{p_{To}}{n_{To}} \cdot n_o = C_n.n_1$$

$$e_p = C_p \cdot p_1$$

où n_1 et p_1 représentent les concentrations fictives des porteurs libres qui existeraient dans le semiconducteur si le niveau de Fermi coïncidait avec le niveau piège ε_T.

Lorsque le semiconducteur est soumis à une excitation lumineuse, il n'est plus à l'équilibre thermodynamique. En particulier, le niveau de Fermi se divise en deux quasi-niveaux de Fermi respectivement pour les électrons ε_{Fn} et pour les trous ε_{Fp} . Il y a augmentation des con-



a)- Emission d'un électron vers la bande de conduction caractérisée par un coefficient d'émission e_n et une probabilité $e_n.n_T$ où n_T est la concentration des pièges occupés par un électron

b)- Capture d'un électron de la bande de conduction, caractérisée par le taux de capture $C_n = S_n\ v_{th}$ où v_{th} est la vitesse thermique des électrons. La probabilité de capture d'un électron s'écrit alors : $C_n.n.p_T$ où p_T est la concentration des pièges vides.

c)- Emission d'un électron vers la bande de valence (ou capture d'un trou), caractérisé par un taux de capture $C_p = S_p\ v_{th}$ et une probabilité $C_p.p.n_T$.

d)- Capture d'un électron de la bande de valence (ou émission d'un trou) caractérisée par un coefficient d'émission e_p et une probabilité $e_p.p_T$.

Figure 13. Processus d'émission et de capture d'électrons sur les centres profonds.

centrations de porteurs libres n et p et variation de l'état de charge $\frac{n_T}{p_T}$ du centre par rapport à l'équilibre thermodynamique. Les vitesses nettes de capture des électrons et des trous peuvent être différentes de zéro.

Un centre profond peut se comporter comme un centre de génération-recombinaison ou comme un piège à électron ou à trou , selon le cas et son effet sur les mécanismes de photoconduction sera différent.

Considérons un centre profond ayant capturé un électron. Si la probabilité de réémission de cet électron est supérieure à la probabilité de capture d'un trou, le centre est un piège à électron :

$$C_n n_1 >> C_p p$$

Dans le cas contraire, c'est un centre de génération-recombinaison. De la même façon, un centre profond ayant capturé un trou est un piège à trou si la probabilité de réémission du trou est supérieure à la probabilité de capture d'un électron :

$$C_p p_1 >> C_n n$$

Les positions du niveau d'énergie ε_T et des quasi-niveaux de Fermi ε_{Fn} et ε_{Fp} dans la bande interdite déterminent le comportement du centre considéré. Les niveaux de démarcation entre les différents types de centres profonds sont calculés à partir des relations d'inégalité entre les probabilités d'émission et de capture données plus haut (41). La figure 14 en est une illustration. Les niveaux les plus proches de la bande de conduction sont des pièges à électrons ; les plus proches de la bande de valence, des pièges à trous. Les niveaux les plus "profonds" agissent comme centres de génération-recombinaison. Ces niveaux de démarcation, donc la nature des pièges,varient avec la position du niveau de Fermi.

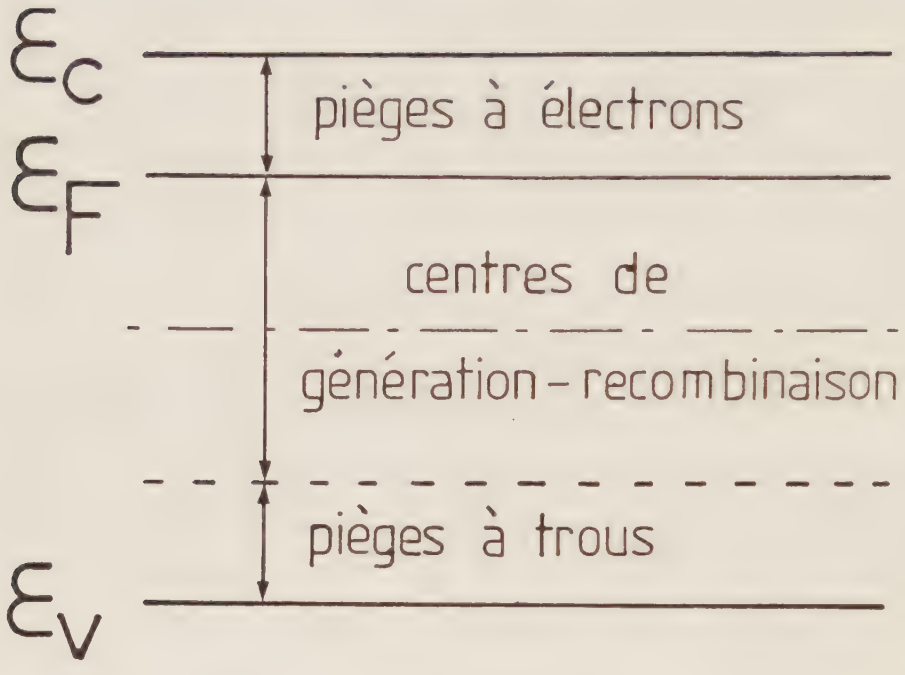


Figure 14. Niveaux de démarcation entre pièges et centres de génération-recombinaison.

Considérons un semiconducteur en régime permanent d'éclairement. Les vitesses nettes de capture des porteurs libres U_n et U_p sont non nulles mais égales entre elles de façon à assurer la neutralité électrique du dispositif :

$$U_n = U_p = U$$

Ceci permet de calculer l'état de charge du centre :

$$n_T = \frac{C_n n + C_p p_1}{C_n(n+n_1) + C_p(p+p_1)}$$

Dans le cas d'un centre de génération-recombinaison, on trouve que la vitesse nette de recombinaison U ($cm^{-3}.s^{-1}$) est donnée par la statistique de Schockley-Read (43)

$$U = \frac{np - n_i^2}{\tau_{po}(n+n_1) + \tau_{no}(p+p_1)}$$

où $\tau_{po} = \frac{1}{C_p N_T}$ et $\tau_{no} = \frac{1}{C_n N_T}$

Comme la concentration des centres est souvent élevée, ce sont les recombinaisons indirectes qui déterminent la durée de vie des porteurs : celle-ci est d'autant plus courte que N_T est grand. La durée de vie dépend du champ électrique par l'intermédiaire des sections de capture efficace S_n et S_p.

Examinons le cas d'un centre piège à électrons par exemple. L'excitation lumineuse entraîne une variation de l'état de charge du centre car les densités de porteurs libres n et p augmentent : U_n et U_p sont donc non nulles pendant le régime transitoire et représentent le taux de variation de l'état de charge. En régime permanent établi, $U_n = U_p = 0$. Le centre profond est caractérisé par un état de charge

différent de celui de l'équilibre thermodynamique, déterminé par la position du quasi-niveau de Fermi pour les électrons ε_{Fn} ; il dépend donc de l'intensité d'éclairement.

$$n_T = N_T \frac{n}{n + n_1}$$

$$\frac{n_1}{p_T} = \frac{n}{n_1}$$

$$p_T = N_T \frac{n_1}{n + n_1}$$

avec $$n = N_c \exp \frac{\varepsilon_{Fn} - \varepsilon_c}{k_B T}$$

Les électrons créés optiquement puis piégés sur les centres profonds sont indisponibles à la conduction et ne participent pas au photocourant. De plus, tant qu'ils sont piégés, ils ne peuvent pas se recombiner avec les trous libres dont la durée de vie se trouve alors augmentée. La présence de pièges dans la bande interdite explique que la durée de vie des électrons puisse être différente de celle des trous :

$$\tau_n \neq \tau_p$$

En régime transitoire, à l'établissement de l'excitation lumineuse, l'état de charge du centre passe de n_{To} à n_T à la vitesse U_n :

$$U_n = \frac{dn_T}{dt} = C_n n p_T - e_n n_T$$

$$U_n = C_n n(N_T - n_T) - C_n n_1 n_T = C_n n N_T - C_n(n+n_1)n_T$$

n_T atteint sa valeur d'équilibre finale avec une constante de temps $\tau = \frac{1}{C_n(n+n_1)}$. Le transitoire est d'autant plus rapide que C_n est grand,

que le niveau piège est proche de la bande de conduction (n_1 grand) et que l'intensité d'éclairement est importante. Les valeurs de n_1 et n influent aussi sur l'importance du piégeage dans le rapport $\frac{n_T}{p_T}$.

Lorsque l'excitation lumineuse est terminée et que le nombre de porteurs libres en excès n est nul, le retour à l'équilibre thermodynamique est décrit par :

$$U_n = \frac{dn_T}{dt} = - e_n n_T = - C_n n_1 n_T$$

La constante de temps de dépiégeage des électrons est donc $\frac{1}{C_n n_1}$. Elle ne dépend pas de l'intensité d'éclairement. Si celle-ci est élevée, le dépiégeage des électrons peut être bien plus lent que leur piégeage. La présence de ces centres profonds est à l'origine de constantes de temps très longues que l'on observe à la décroissance du photocourant.

Dans un semiconducteur en régime de forte injection (n élevé) et dans le cas où le niveau piège est profond (n_1 faible), on a $n >> n_1$ et le piégeage va se trouver pratiquement instantané alors que la réémission pourra être longue .

- Ordres de grandeur des constantes de temps introduites par des niveaux pièges dans GaAs -

Considérons, par exemple, le piège à électron EL2 d'une part, et le piège à trou HL1 d'autre part. Calculons l'ordre de grandeur des constantes de temps de réémission des porteurs piégés sur ces niveaux :

$$\tau_{rEL2} \cong \frac{1}{C_n n_1} = \frac{1}{S_n v_{th} n_1} \qquad \text{et} \quad \tau_{rHL1} \cong \frac{1}{C_p p_1} = \frac{1}{S_p v_{th} p_1}$$

Les mesures expérimentales (38,39) ont donné pour ces pièges des sections de capture respectivement égales à 10^{-13} cm^2 (S_n pour EL2) et 4.10^{-14} cm^2

(S_p pour HL1). Compte tenu des énergies d'activation ε_{TEL2} et ε_{THL1} de chacun de ces niveaux, nous pouvons calculer n_1 et p_1 et en déduire τ_{rEL2} et τ_{rHL1}. Pour le niveau EL2, à la température ambiante :

$$n_1 = N_c \exp - \left(\frac{\varepsilon_c - \varepsilon_{TEL2}}{k_B T}\right) \cong 4.10^7 \text{ cm}^{-3}$$

avec $N_c = 7.10^{18}$ cm^{-3} et $\varepsilon_c - \varepsilon_{TEL2} \cong 0{,}61$ eV

$$\tau_{rEL2} \cong \frac{1}{10^{-13} \times 10^7 \times 4.10^7} \cong 25 \text{ ms}$$

Pour le niveau HL1, à la température ambiante :

$$p_1 = N_v \exp \frac{\varepsilon_{THL1} - \varepsilon_v}{k_B T} \cong 6.10^3 \text{ cm}^{-3}$$

avec $N_v = 4{,}7.10^{17}$ cm^{-3} et $\varepsilon_v - \varepsilon_{THL1} \cong 0{,}94$ eV

$$\tau_{rHL1} \cong \frac{1}{4.10^{-14} \times 10^7 \times 6.10^3} \cong 400 \text{ s}$$

Nous avons vu que les constantes de temps de piégeage sont données par des formules du type :

$$\tau_{pEL2} = \frac{1}{C_n(n+n_1)} \quad \text{ou} \quad \tau_{pHL1} = \frac{1}{C_p(p+p_1)}$$

Dans un matériau dopé à 10^{14} cm^{-3}, si la densité de paires électron-trou créées optiquement est de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} également, on a : $n \cong 2.10^{14}$ cm^{-3} et $p \cong 10^{14}$ cm^{-3}. Dans ces conditions :

$$\tau_{pEL2} \cong \frac{1}{C_n.n} \quad \text{et} \quad \tau_{pHL1} \cong \frac{1}{C_p.p}$$

$$\tau_{pEL2} \cong \frac{1}{10^{-13} \times 10^7 \times 2.10^{14}} \cong 5 \text{ ns}$$

$$\tau_{pHL1} \cong \frac{1}{4.10^{-14} \times 10^7 \times 10^{14}} \cong 25 \text{ ns.}$$

La capture des porteurs libres est beaucoup plus rapide que leur réémission comme nous l'avions prévu au paragraphe précédent.

Nous n'avons considéré que le cas simplifié d'un seul centre profond à deux états de charge et dont le comportement comme centre de génération-recombinaison ou comme piège est fixé. Dans un semiconducteur réel, il existe de nombreux pièges et centres de génération-recombinaison, certains d'entre eux pouvant présenter des états de charge multiples (exemple du cuivre dans GaAs). Tous les phénomènes décrits plus hauts deviennent plus complexes et leur interprétation quantitative plus difficile. De plus, lorsque l'intensité lumineuse est importante, il peut arriver qu'un niveau profond qui se comportait comme un piège à électron en obscurité agisse comme un centre de génération-recombinaison si le quasi-niveau de Fermi ε_{Fn} des électrons passe au-dessus de ε_T (Fig.15). Ceci augmente encore la complexité des phénomènes de piégeage observés.

La durée de vie de chaque type de porteur libre est donc déterminée par les caractéristiques des pièges et centres de génération-recombinaison dans un semiconducteur réel. Elle est généralement différente selon qu'il s'agit d'électrons ou de trous et elle varie avec l'amplitude du champ électrique.

A basse température, la vitesse d'agitation thermique des porteurs est plus faible qu'à la température ambiante : les taux d'émission des centres profonds diminuent donc également. Les durées de vie, les constantes de temps de piégeage et de dépiégeage sont plus longues qu'à la température ambiante.

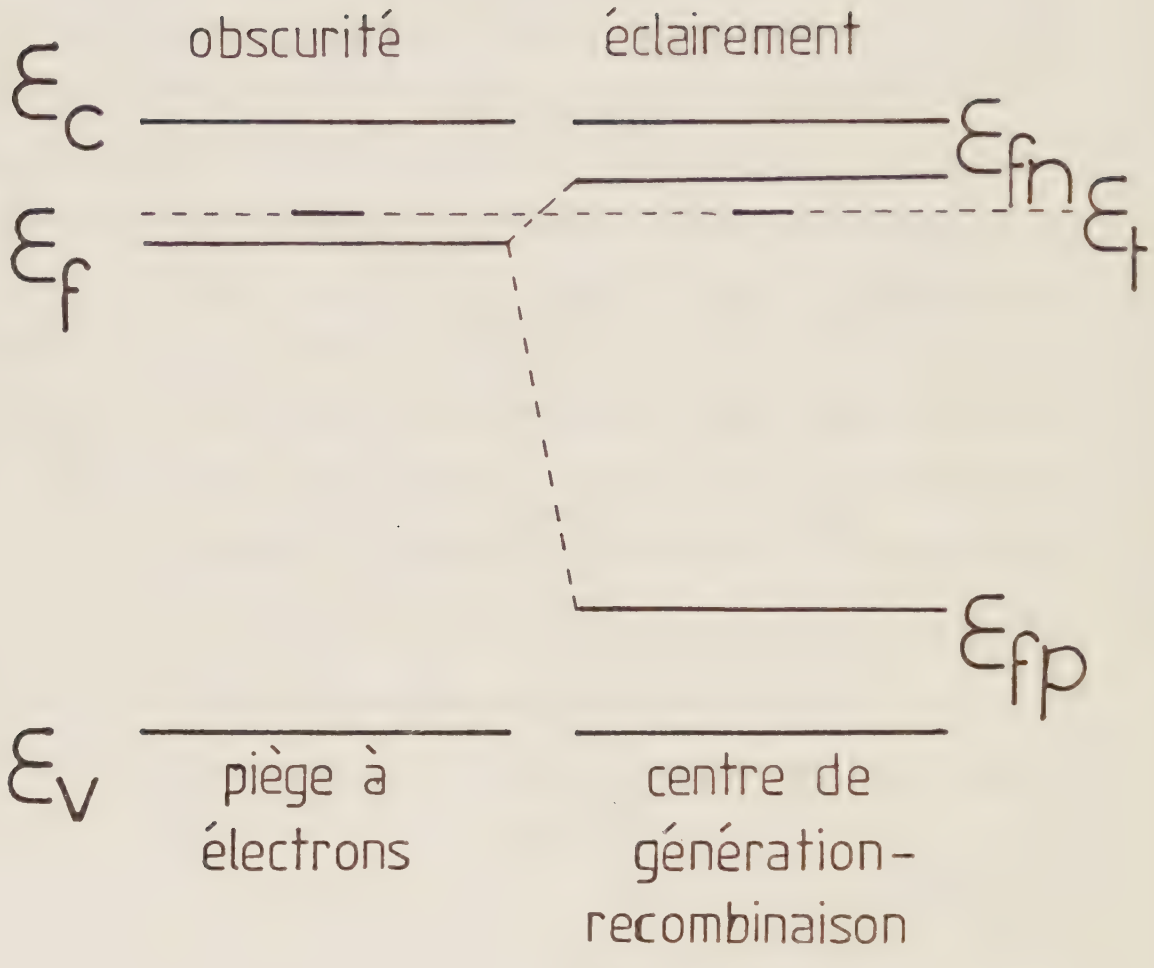


Figure 15. Effet d'un éclairement sur la nature d'un piège.

3)- Influence des états de surface

Nous n'avons considéré jusqu'ici que les phénomènes de piégeage et de recombinaison qui interviennent dans le volume du semiconducteur supposé homogène. Lorsque le dispositif utilisé est de type "planar", le courant qui circule entre les électrodes peut être fortement influencé par les effets de la surface.

La rupture brutale des liaisons entre atomes à la surface d'un semiconducteur entraîne des imperfections de réseau cristallin et une non stoechiométrie de quelques couches atomiques au voisinage de la surface. Dans GaAs, a été mise en évidence (44) l'existence d'une distribution continue d'états de surface dans toute la largeur de la bande interdite avec un minimum en son milieu. Cette distribution est généralement attribuée aux fluctuations de position des atomes d'arsenic et de gallium au voisinage de la surface. Ce sont des états de surface intrinsèques. Un pic de distribution se superpose à cette distribution continue et est attribué aux états de surface extrinsèques. D'autre part, de nombreuses études expérimentales (45,46,47) ont prouvé que l'adsorption de très faibles quantités d'oxygène par une surface libre ou d'atomes d'Au au voisinage d'un contact entraîne un réarrangement électronique et introduit des états de surface qui bloquent le niveau de Fermi au milieu de la bande interdite.

Il apparaît donc une courbure des bandes et une zone de charge d'espace au voisinage de la surface du matériau (Fig.16). L'étendue de cette zone de charge d'espace varie avec le niveau de dopage du semiconducteur. On admet généralement que la courbure des bandes entraîne l'existence d'une barrière de potentiel en surface V_s de l'ordre de 0,6 V pour un matériau peu dopé (10^{14} à 10^{15} cm^{-3}). L'étendue W de la zone de

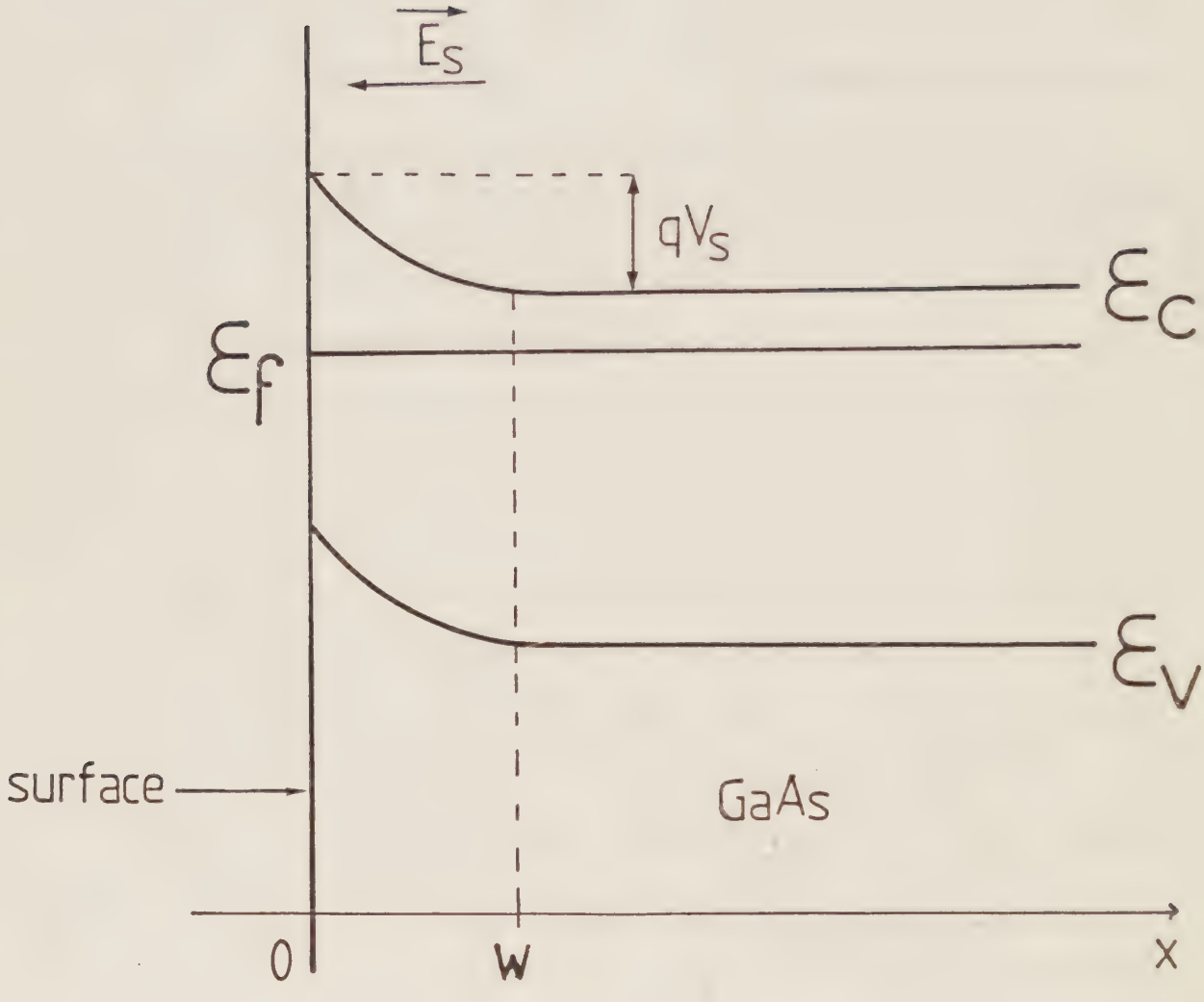


Figure 16. Schéma de bandes au voisinage de la surface de GaAs.

charge d'espace est alors évaluée à :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_o V_s}{qN_D}} \cong 3\ \mu m \qquad \text{si} \quad N_D = 10^{14}\ cm^{-3}$$

Le champ électrique transversal $\vec{E}_s$ correspondant est de plusieurs kV/cm ; il tend à repouser les électrons loin de la surface quand le dispositif est à l'obscurité en équilibre thermodynamique.

Quand le dispositif est illuminé, les photons sont absorbés au voisinage de la surface dans la zone de charge d'espace où le champ électrique transversal est intense. Les paires électron-trou ainsi créées sont séparées par ce champ. Les trous viennent en surface où ils sont piégés. Le champ électrique créé par la nouvelle distribution des trous tend à s'opposer à l'effet du champ transversal dû aux états de surface. Lorsque la densité de trous piégés est suffisante, les électrons peuvent circuler librement près de la surface du dispositif.

III - AMPLITUDE DU PHOTOCOURANT

Nous allons maintenant relier l'amplitude du photocourant circulant dans un dispositif aux caractéristiques des phénomènes de transport et en particulier à la vitesse moyenne des porteurs. Pour cela, nous considérons à nouveau les phénomènes en volume dans un barreau de semiconducteur muni de deux contacts supposés ohmiques (Fig.17) et soumis à une tension continue V. Il circule un courant I que nous appelons courant d'obscurité.

1 - Régime permanent

Lorsque le dispositif est illuminé par un faisceau continu d'intensité I_o et de longueur d'onde λ, des paires électron-trou sont

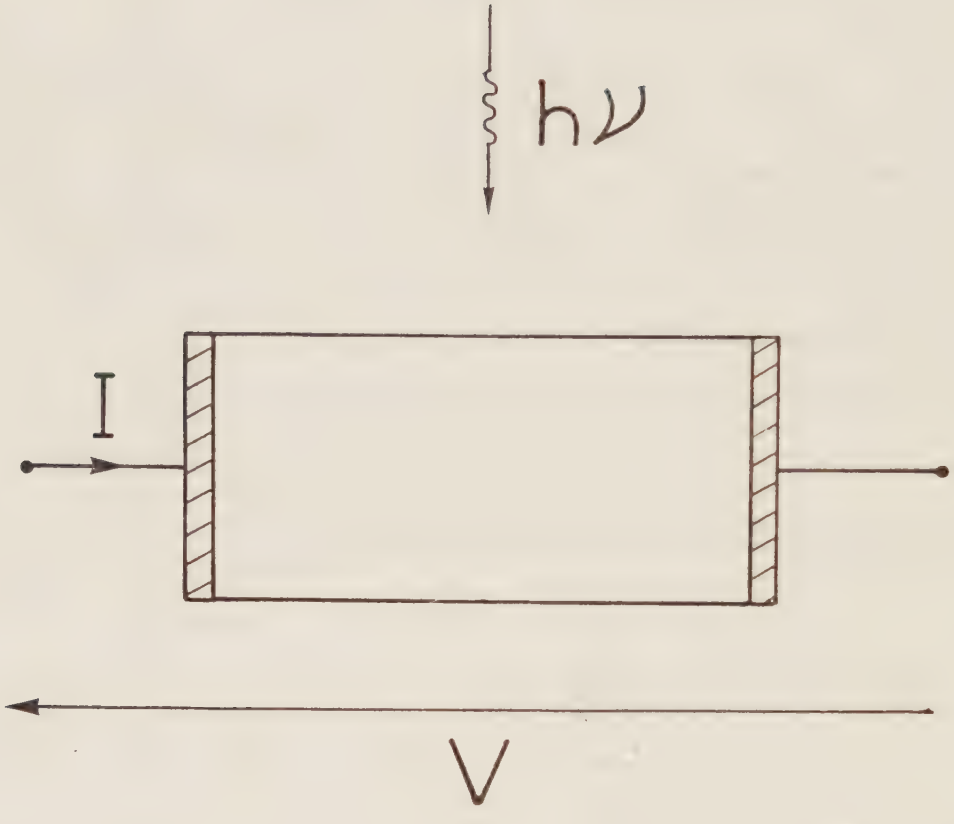


Figure 17. Dispositif photoconducteur.

générées optiquement et les porteurs sont accélérés par le champ électrique qui est supposé constant dans l'échantillon. En raison de l'ohmicité des contacts, quand un électron atteint l'anode, un autre électron est réinjecté à la cathode pour assurer la neutralité électrique du dispositif. Le photocourant circule ainsi jusqu'à ce que les porteurs disparaissent par recombinaison. En régime permanent d'éclairement, les densités de porteurs libres Δn et Δp qui participent au photocourant résultent donc de l'effet conjugué des mécanismes de génération optique, de piégeage et de recombinaison. Soient τ_n et τ_p les durées de vie des électrons et des trous, c'est-à-dire le temps qu'ils passent effectivement dans les bandes d'énergie avant d'être recombinés. Soit G le taux de génération optique :

$$\Delta n = G\,\tau_n \qquad \Delta p = G\,\tau_p$$

Il faut noter ici que Δn est différent de Δp. De façon plus précise, dans le cas des pièges EL2 et HL1 introduits précédemment, nous avons vu que le temps de réémission des trous est très supérieur à celui des électrons (400 s et 25 ms). Les trous peuvent donc être considérés comme "gelés" sur les niveaux pièges puisqu'ils sont capturés rapidement mais ne sont réémis qu'après quelques minutes : ils sont indisponibles à la recombinaison. Ceci est,de plus,accentué par la présence des états de surface dans GaAs. Dans ces conditions, la neutralité électrique du matériau impose aux contacts d'injecter des électrons de sorte que leur charge compense exactement celle des trous immobilisés. En régime permanent, si p_T est la densité des centres profonds occupés par des trous, et si τ est la constante de temps de recombinaison liée à la présence d'autres niveaux dans la bande interdite, les densités des électrons et des trous en excès s'écrivent respectivement :

$$\Delta n = G\tau + p_T$$

$$\Delta p = G\tau$$

Ce mécanisme de piégeage des trous allié à une faible vitesse de réémission augmente la valeur du photocourant. Celui-ci s'exprime comme le quotient de la charge électrique totale qui circule dans le dispositif par le temps de renouvellement de cette charge :

$$I_{ph} = \frac{q\ n\ V}{t_n} + \frac{q\ p\ V}{t_p}$$

V représente le volume du semiconducteur où circule le photocourant, t_n et t_p les temps de transit des électrons et des trous dans le matériau.

Soit L la distance interélectrodes, $\bar{v}_n$ et $\bar{v}_p$ les vitesses moyennes des porteurs le long de ce trajet. Nous pouvons écrire :

$$I_{ph} = \frac{q\ G\ V}{L} (\tau_n\ \bar{v}_n + \tau_p\ \bar{v}_p)$$

Dans GaAs, nous pouvons négliger l'influence du courant de trous devant celle du courant d'électrons. D'une part, nous venons de voir que ces derniers sont beaucoup plus nombreux : $\Delta n > \Delta p$. De plus, la mobilité des trous est, en champ faible, très inférieure à celle des électrons d'où l'inégalité : $\bar{v}_p \ll \bar{v}_n$. Cette dernière expression est d'autant plus vraie que nous étudions un régime transitoire où les électrons ont une vitesse supérieure à leur vitesse stationnaire d'équilibre.

Dans ces conditions, le photocourant peut être approximé à:

$$I_{ph} = q \frac{G\ V}{L} \tau_n\ \bar{v}_n$$

Il est proportionnel au produit de la durée de vie des électrons par leur vitesse moyenne $\bar{v}_n$ sur la longueur L de leur trajet dans le dispositif.

2 - Régime d'impulsions ultra-courtes

Nous considérons maintenant que le barreau semiconducteur est excité par des impulsions lumineuses ultra-courtes de durée égale à quelques picosecondes, c'est-à-dire très inférieure à la durée de vie des porteurs.

L'énergie lumineuse W arrivant sur le dispositif pendant une impulsion correspond à $N = \frac{W}{h\nu}$ photons incidents. Le nombre de paires électron-trou créées par ces N photons est donné par :

$$n = N \eta (1-R)$$

où η représente l'efficacité quantique et R le coefficient de réflexion.

L'impulsion lumineuse étant très courte (quelques ps) par rapport à la durée de vie des électrons (quelques ns), les phénomènes de recombinaison peuvent être négligés pendant la durée de l'éclairement. Dans ces conditions, le photocourant dépend directement du nombre total de photons absorbés dans le dispositif à un instant donné et augmente donc pendant toute la durée de l'impulsion.

Par ailleurs, la résolution temporelle des systèmes de mesure les plus rapides étant voisine de 25 picosecondes donc nettement supérieure au temps de transit des électrons dans les dispositifs submicroniques, l'amplitude maximale du photocourant mesuré peut s'écrire :

$$I_{phmax} = \frac{nq}{t_n} = \frac{nq}{L} \bar{v}_n$$

en négligeant l'influence du courant de trous. L'amplitude du courant de photoconduction est proportionnelle à la vitesse moyenne des électrons, le temps de recombinaison τ n'intervenant plus.

Dès que les phénomènes de dépiégeage et de recombinaison commencent à devenir efficaces, le photocourant décroît et l'étude de la décroissance permet de mesurer les constantes de temps qui régissent la recombinaison et le piégeage des porteurs, et de connaître leur variation en fonction du champ électrique ou de l'intensité lumineuse incidente. En général, les constantes de temps de dépiégeage sont très supérieures aux constantes de temps de recombinaison. Si les pièges du matériau restent saturés sous l'effet d'un fond lumineux continu maintenu entre les impulsions, la décroissance du photocourant ne fait plus intervenir que la recombinaison et permet la mesure directe de la constante de temps correspondante.

Chapitre III

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Pour étudier les phénomènes de survitesse dans GaAs, nous avons réalisé des expériences sur des dispositifs submicroniques de différentes longueurs en comparant leurs caractéristiques de photoconduction. Dans ce chapitre, nous décrivons les structures utilisées et le montage expérimental.

I- STRUCTURE DES DISPOSITIFS

Les dispositifs que nous avons utilisés dérivent des interrupteurs optoélectroniques ultra-rapides proposés par D. AUSTON (48). Il s'agit donc d'une ligne microruban déposée sur un semiconducteur de haute résistivité. La face arrière du substrat est recouverte d'une métallisation servant de plan de masse. Le ruban métallique est interrompu sur une distance L et,de part et d'autre de la fenêtre, forme avec le semiconducteur des contacts ohmiques. Lorsque la fenêtre est éclairée, on peut ainsi mesurer un courant de photoconduction. Une telle structure de ligne généralement adaptée en 50 Ω permet la propagation de signaux ultra-rapides.

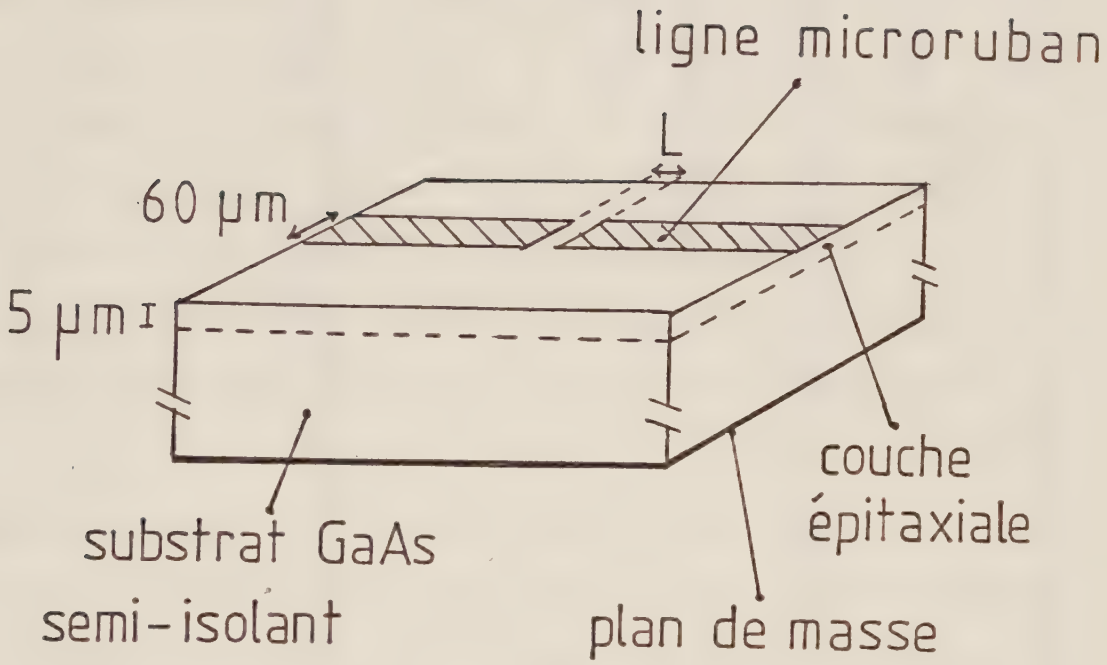
Pour étudier la survitesse, il faut que la mobilité en champ faible dans le semiconducteur ne soit pas détériorée par la présence de nombreuses impuretés. On ne peut donc pas utiliser un matériau compensé dans lequel la mobilité est très réduite et la grande résistivité nécessaire ne peut être obtenue que par la diminution de la concentration en impuretés. Les dispositifs sont réalisés sur une couche de GaAs faiblement dopée, épitaxiée sur un substrat semi-isolant. La technologie d'élaboration de la plaquette de semiconducteur est identique à celle employée pour la fabrication des transistors à effet de champ (T.E.C.) : l'épitaxie en phase vapeur. La couche épitaxiale a un dopage résiduel de type N de

l'ordre de 10^{14} cm^{-3} et correspond à la couche tampon d'un T.E.C. Cette dernière était recouverte d'une couche active N^+ ($2,5.10^{17}$ cm^{-3}) qui a été éliminée. Pour la plaquette utilisée, l'épaisseur de la couche tampon était d'au moins 5 µm.

Les dispositifs ont été réalisés au Laboratoire Central de Recherches THOMSON C.S.F. par C. ARNODO. Pour obtenir des dimensions inférieures au micron, il est nécessaire d'utiliser une technique de masquage électronique. Le masque comporte quatre motifs, chacun définissant une fenêtre de longueur différente. Les contacts ohmiques sont réalisés par diffusion à chaud d'un alliage Au-Ge. La profondeur de diffusion est comprise entre 300 et 1000 Å. La largeur des rubans est de 60 µm. Les distances interélectrodes obtenues sont mesurées au microscope électronique. Pour la série d'échantillons sur lesquels nous avons travaillé, elles sont égales à : 0,4 µm, 0,5 µm, 0,8 µm et 1,05 µm. La figure 18 schématise l'un de ces dispositifs.

Sur la même plaquette de semiconducteur , une structure très longue (L = 385 µm) a également été réalisée, comportant un contact ohmique et un contact Schottky. La largeur du ruban est dans ce cas égale à 100 µm. Bien que prévue pour d'autres types d'expériences, nous l'avons utilisée pour tester notre méthode dans le cas d'un régime de transport stationnaire.

Chaque puce, comportant soit quatre structures submicroniques, soit une longue, est montée dans un boitier haute fréquence (18 GHz) qui permet les mesures en impulsionstrès rapides. Les liaisons sont assurées par des fils d'or, les contacts avec les rubans métalliques étant obtenus par thermocompression.



L = 0,4 µm ; 0,5µm ; 0,8µm ; 1,05µm

L = 385 µm

Figure 18. Schéma d'un dispositif photoconducteur.

Pour les expériences réalisées à basse température, les puces ont été montées sur des embases classiques de façon à pouvoir les introduire plus facilement dans le cryostat.

II - SOURCES LUMINEUSES

Le phénomène de survitesse correspondant à un échauffement des électrons, il est nécessaire, a priori, que ceux-ci soient créés optiquement dans le bas de la bande de conduction. Cela impose donc d'utiliser des longueurs d'onde telles que l'énergie des photons soit aussi proche que possible de la largeur de la bande interdite. Par ailleurs, bien que la majorité des expériences décrites ici aient été faites avec des impulsions lumineuses longues, certains paramètres comme la durée de vie des porteurs ne peuvent être déterminés que par des mesures avec des impulsions ultra-courtes.

Compte tenu de l'équipement du laboratoire et des contraintes évoquées ci-dessus, nous avons utilisé un laser à colorant à oxazine dont la longueur d'onde peut être réglée entre 0,7 et 0,8 µm. Ce laser ne pouvant pas être pompé directement par un laser à argon ionisé, un laser à colorant à rhodamine 6 G est utilisé en intermédiaire. Le même système peut fonctionner soit en émission continue, soit en délivrant des impulsions ultra-courtes (Fig. 19).

1 - Emission continue

L'émission du laser à argon ionisé correspond à des transitions entre les états de l'ion argon excités par une décharge électrique. Différentes raies peuvent être observées entre 350 nm et 520 nm, les plus importantes étant à 488 nm et 514,5 nm. Si la cavité ne comporte que deux

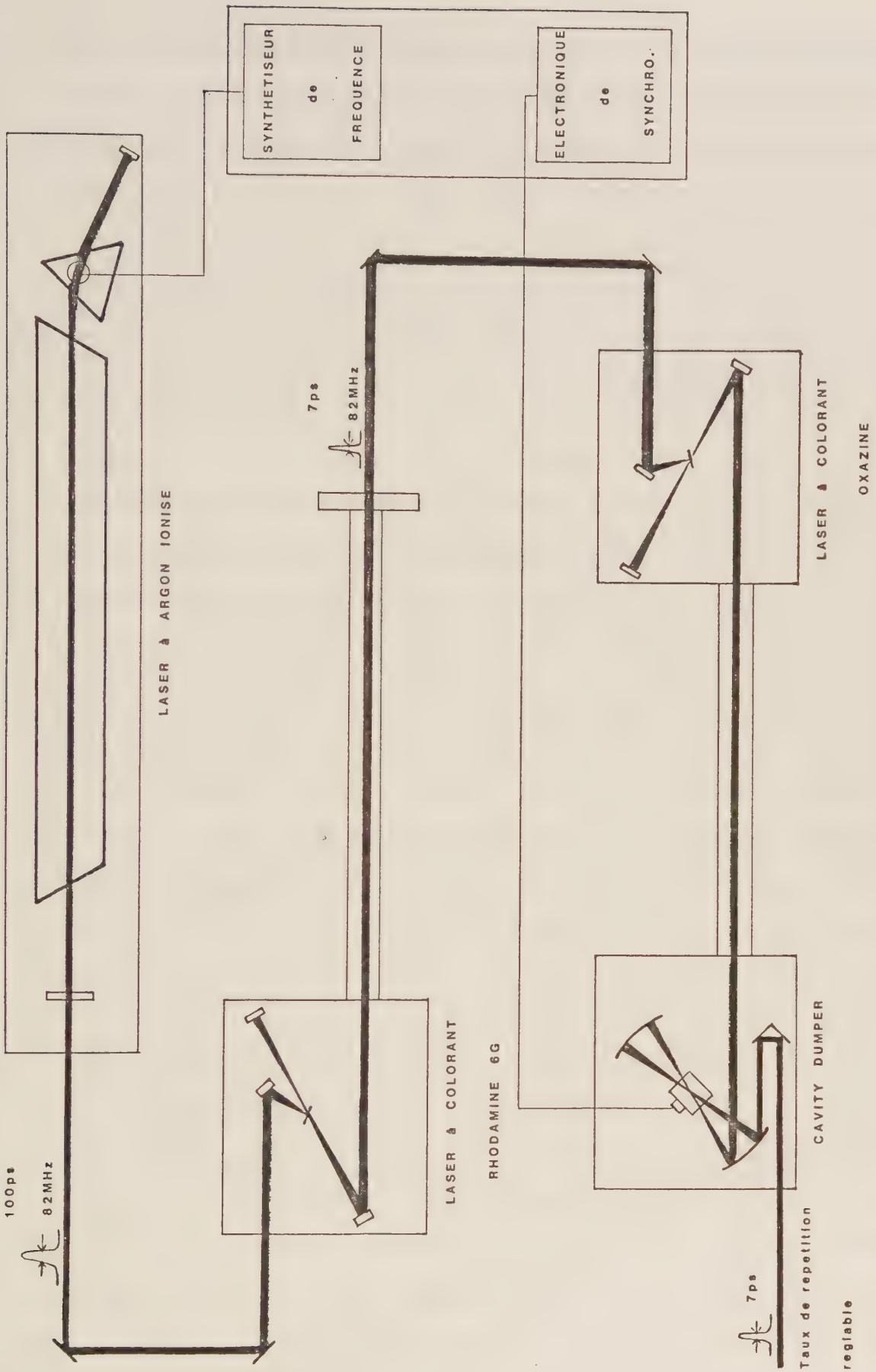


Figure 19. Schéma du montage expérimental (impulsions picosecondes).

miroirs large bande, l'émission se fait simultanément sur un certain nombre de raies. En revanche, en introduisant un prisme dans la cavité, on peut sélectionner la longueur d'onde de l'émission qui est alors monochromatique. Le laser à argon que nous avons utilisé est un laser Spectra Physics modèle 171 qui peut délivrer une puissance lumineuse allant jusqu'à 12 à 13 Watts lorsqu'il émet sur l'ensemble du spectre et 6 à 7 Watts lorsqu'il fonctionne uniquement sur la raie à 514,5 nm. Ces valeurs maximales correspondent à un courant dans le tube à décharge limité à 40 A.

Pour les lasers à colorant, le milieu actif est constitué de grosses molécules organiques dissoutes dans un solvant approprié. Les modes de vibration et de rotation de ces molécules élargissent considérablement les niveaux électroniques. Le pompage optique et l'émission laser se font alors entre deux bandes larges entre lesquelles les transitions sont permises, ce qui confère au milieu actif un gain très élevé. En revanche, l'émission a lieu sur un large spectre de fréquence. En introduisant un élément dispersif dans la cavité du laser à colorant , on peut sélectionner une longueur d'onde et la régler continûment à l'intérieur de ce spectre.

Alors que la transition laser a lieu entre états électroniques de singulets, il existe également des états triplets à très longue durée de vie qui se peuplent également sous l'effet du pompage optique et qui, d'une part, piègent une fraction des molécules actives et, d'autre part, introduisent une absorption supplémentaire, se traduisant par une chute importante du gain (49). Pour obtenir cependant une émission continue, le colorant doit être renouvelé très rapidement tout en maintenant une bonne homogénéité optique du milieu actif. Ceci est réalisé en utilisant un jet

laminaire de colorant dans l'air sur lequel est focalisé le faisceau de pompage. Pour éviter les pertes à l'intérieur de la cavité, le jet est orienté à l'incidence de Brewster par rapport au faisceau du laser à colorant.

Nous avons utilisé des lasers Spectra Physics modèle 375. Le laser à rhodamine 6 G est pompé par le laser à argon émettant sur l'ensemble des raies de son spectre. Le domaine spectral d'émission s'étend de 620 à 690 nm environ. Pour couvrir l'ensemble de la bande d'absorption de l'oxazine 1 (647 nm à 672 nm) avec une puissance aussi élevée que possible, tout élément dispersif a été supprimé de la cavité de ce laser. La puissance maximale du faisceau est de l'ordre de 4 à 5 Watts.

Le laser à oxazine 1 émet entre 700 nm et 800 nm. La longueur d'onde est sélectionnée grâce à un filtre prismatique que l'on peut déplacer dans la cavité par rapport au faisceau laser. La puissance maximale émise peut atteindre 1 Watt au voisinage du centre du spectre.

Nous avons généralement utilisé une puissance de pompage de l'ordre de 4 W pour le laser à argon, de 800 mW pour le laser à rhodamine donnant environ 30 mW à la sortie du laser à oxazine pour une longueur d'onde voisine de 750 nm. Ces puissances sont mesurées par le même détecteur muni de différents atténuateurs (Spectra Physics Modèle 404). Pour réduire l'intensité lumineuse au niveau du dispositif tout en conservant une bonne stabilité de l'émission du laser des densités optiques gris neutre étalonnées sont placées le long du trajet du faisceau du laser à oxazine.

2 - Impulsions ultra-courtes

2.1 - Principe

Une cavité laser de longueur L présente un certain nombre de modes de résonance distants en fréquence de $\Delta\nu_c = \frac{c}{2\ell}$, c étant la vitesse de la lumière. L'émission laser se fait très souvent simultanément sur plusieurs modes de la cavité avec des écarts de phase aléatoires d'un mode à l'autre. Le champ correspondant au rayonnement laser s'écrit :

$$E(t) = \sum_n E_n \, e^{2\pi i \, ((\nu_o + n\Delta\nu_c)t + \phi_n)}$$

où E_n est l'amplitude et ϕ_n la phase correspondant au n^e mode de la cavité, de fréquence $\nu_o + n\Delta\nu_c$.

Si on introduit une relation de phase entre les différents modes, c'est-à-dire si $\phi_n = \phi_o$, quel que soit n, et pour des modes de même amplitude, l'intensité de l'émission laser peut alors s'écrire :

$$I(t) = I_o \, \frac{\sin^2 (\pi \, \Delta\nu_c \, N \, t)}{\sin^2 (\pi \, \Delta\nu_c \, t)}$$

où N est le nombre de modes de la cavité dont la fréquence est comprise dans la raie de fluorescence du milieu amplificateur. Les variations d'intensité en fonction du temps sont représentées sur la figure 20. On obtient un train d'impulsions distantes de $T = \frac{2\ell}{c}$, temps d'aller-retour de la lumière dans la cavité, chaque impulsion ayant une largeur à mi-hauteur $\tau = \frac{2\ell}{N_c}$ d'autant plus courte que le nombre total de modes N mis en jeu est élevé.

Un tel couplage de modes peut être obtenu par exemple grâce à un modulateur d'amplitude piloté à la fréquence de résonance $\frac{c}{2\ell}$. Dans ce cas, chaque mode longitudinal présente deux bandes latérales séparées

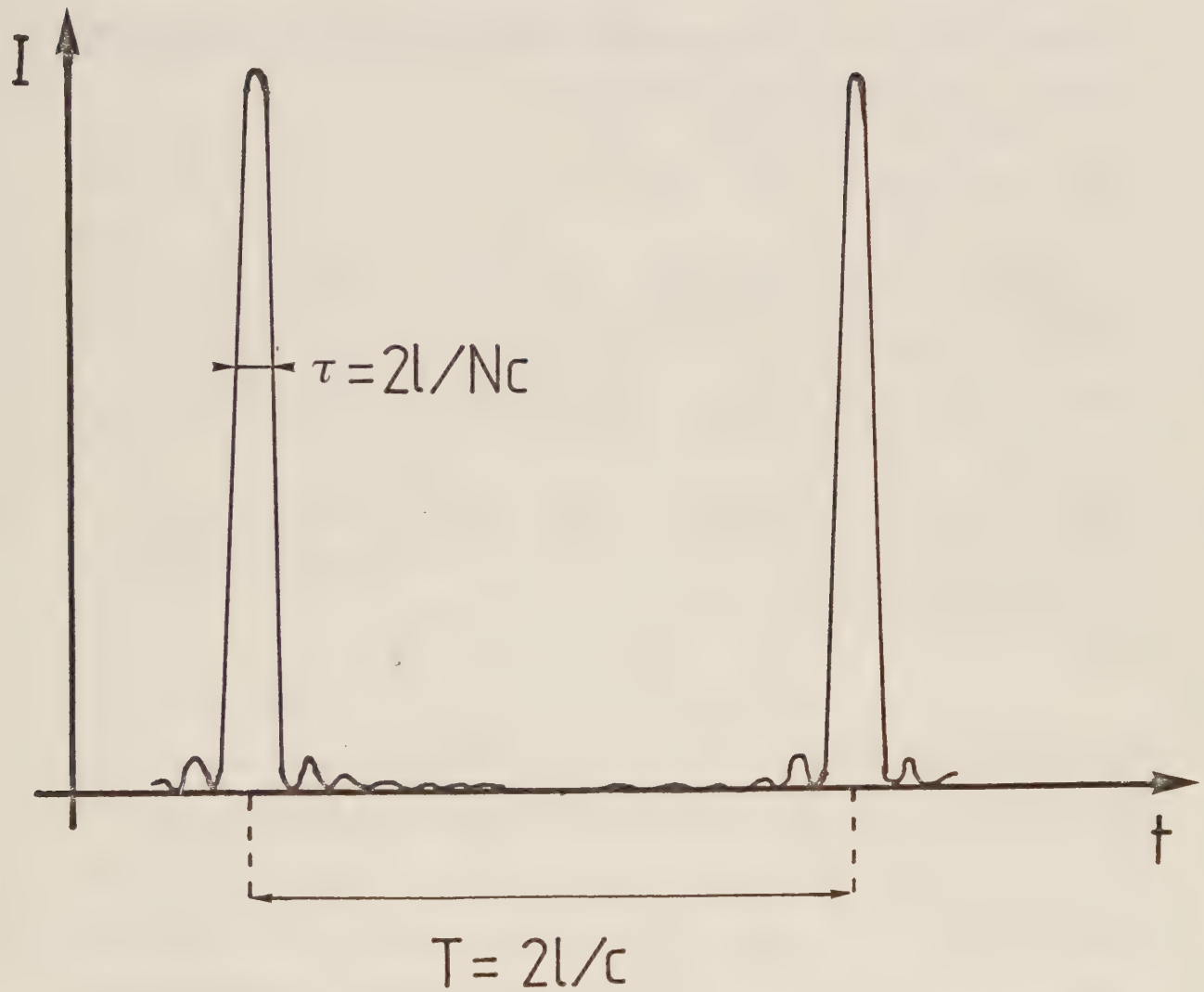


Figure 20. Effet du blocage des modes en phase sur l'intensité d'émission d'un laser.

en fréquence de la raie principale de $\Delta\nu = \frac{c}{2\ell}$. Chaque bande latérale va interagir et se synchroniser avec un mode adjacent. Comme chaque mode a une relation de phase fixée avec ses bandes latérales, il y aura un blocage de tous les modes entre eux avec une relation de phase et d'amplitude bien définie. La transformée de Fourier du spectre en fréquence de l'émission laser donne alors une série d'impulsions courtes se propageant dans la cavité à la vitesse de la lumière.

2.2- Laser à argon

Dans le laser à argon, on place dans la cavité un modulateur acousto-optique constitué d'un prisme dont l'indice de réfraction varie périodiquement lorsqu'il est parcouru par une onde acoustique excitée par un cristal piézoélectrique. Les pertes de la cavité sont ainsi modulées à une fréquence double de celle du signal radiofréquence appliqué sur le modulateur, qui doit correspondre au temps d'aller-retour d'une impulsion dans la cavité du laser.

Il est donc nécessaire d'avoir une très grande stabilité de la fréquence du signal de commande et de la longueur de la cavité laser pour obtenir une émission stable. Le synthétiseur de fréquence qui commande le modulateur est piloté par un quartz à 4 MHz. La fréquence du signal de sortie est réglable autour de 41 MHz à 10 Hz près, la stabilité étant assurée par une boucle à verrouillage de phase. La longueur de la cavité est voisine de 1,83 m et peut être ajustée au micron près de façon à l'accorder sur la fréquence du signal de commande. Ses variations en fonction de la température sont rendues aussi faibles que 1 µm/°C .

Pour une telle longueur, le temps d'aller-retour de la lumière dans la cavité, donc l'écart entre deux impulsions est de l'ordre

de 12 ns correspondant à une fréquence de répétition de 82 MHz. Le laser émet sur la raie principale à 514,5 nm. Le nombre de modes de la cavité dont la fréquence est à l'intérieur du spectre de fluorescence correspondant à cette raie est typiquement compris entre 60 et 100, donnant des impulsions dont la durée varie de 120 à 200 ps.

2.3- Pompage synchrone des lasers à colorants

Les impulsions de pompage issues du laser à argon produisent au niveau du jet de colorant une modulation périodique du gain. Il peut alors se former dans la cavité du laser à colorant une impulsion qui sera amplifiée à condition qu'elle arrive sur le jet en même temps que l'impulsion de pompage. Pour que les phénomènes restent synchrones, il faut que les cavités lasers aient rigoureusement la même longueur optique.

L'extension de la cavité des lasers à colorants est réalisée en intercalant un tube de quartz entre le panneau avant du laser et le miroir de sortie. La longueur peur être réglée au micron près et sa stabilité est également de 1 µm/°C.

Bien que l'impulsion lumineuse soit d'autant plus courte que le nombre de modes mis en jeu est élevé, on ne peut pas utiliser la totalité de la raie de fluorescence d'un colorant. On conserve donc dans la cavité un élément dispersif (filtre prismatique pour le laser à rhodamine et filtre de Lyot pour le laser à oxazine).

A la sortie du laser à rhodamine, les impulsions ont une durée de 7 ps lorsque le miroir de sortie a une réflectivité de 15 %, avec une fréquence de répétition de 82 MHz. La réduction de durée par rapport à celle du laser à argon est essentiellement due à la diminution très rapide du gain du milieu amplificateur, consécutif à la chute de l'inversion de

population lorsque l'émission stimulée s'établit (50). Ce phénomène est particulièrement important dans les colorants où les probabilités de transition entre les niveaux sont très élevées.

Pour augmenter l'énergie par impulsion à la sortie du laser à oxazine, on extrait à un instant donné toute la puissance stockée à l'intérieur de la cavité entre 2 miroirs totalement réfléchissants. Ceci permet en outre d'obtenir un train d'impulsions de fréquence de répétition réglable du monocoup à 4 MHz. On utilise pour cela un déflecteur acousto-optique qui, lorsqu'il est excité par un transducteur piézoélectrique, est le siège d'une onde ultra-sonore sur laquelle se produit une réflexion de Bragg.

On arrive ainsi à extraire un certain nombre d'impulsions du train entre lesquelles il existe des impulsions parasites liées aux fuites du système. Le rapport des intensités d'une impulsion principale à une impulsion parasite est cependant supérieur à 100.

La durée minimale des impulsions délivrées par le laser à oxazine est limitée par la présence de l'extracteur d'impulsions à 7 ps. Elle a été mesurée à l'aide d'une méthode de corrélation optique, puisqu'il n'existe pas à l'heure actuelle de détecteur photoélectrique suffisamment rapide. De même, pour connaître l'énergie par impulsion, on n'a accès qu'à la puissance moyenne délivrée par le laser, qui inclut, outre la puissance des impulsions principales une composante venant des impulsions parasites. Bien que ces dernières soient beaucoup moins intenses, elles sont beaucoup plus nombreuses que les impulsions principales et leur contribution à la puissance moyenne peut être importante. L'énergie par impulsion peut cependant être déduite des mesures de la puissance moyenne à différentes fréquences de fonctionnement de l'extracteur d'impulsions. Elle est estimée à 2,5 nJ pour une puissance moyenne de 700 mW pour le

laser à argon (I = 26 A) et de 110 mW pour le laser à rhodamine. On mesure une puissance moyenne du laser à oxazine de 220 µW à 80 KHz, la composante parasite mesurée à 0 KHz étant de 11 µW. Ces valeurs sont très sensibles aux réglages des lasers qui sont donc fréquemment contrôlés.

2.4- Laser à colorant pompé par flash

Les lasers décrits ci-dessus ne peuvent pas délivrer une énergie assez élevée par impulsion pour obtenir un signal mesurable sur les dispositifs de 385 µm. Nous avons donc dû utiliser, pour observer le temps de décroissance du courant de photoconduction dans ces dispositifs, un laser à rhodamine 6 G pompé par flash (Electro-Photonix, modèle 33) dans lequel le blocage des modes en phase est obtenu de façon passive en plaçant un absorbant saturable dans la cavité. Ce laser délivre un train d'impulsions durant 500 ns environ, les impulsions étant séparées de 8 à 10 ns selon la longueur de la cavité et durant chacune 5 ps. On en isole une à la sortie du laser en utilisant une cellule de Pockels placée entre polariseurs croisés, qui ne laisse passer le faisceau que pendant un temps inférieur à l'intervalle entre impulsions. On obtient ainsi en fonctionnement monocoup une impulsion unique d'énergie égale à quelques microjoules.

III - CRYOSTAT

Pour faire les mesures à la température de l'azote liquide (77 K), nous avons adapté à nos besoins un cryostat dont nous disposions. Il s'agit d'un cryostat à double enceinte muni de deux fenêtres et dont nous avons modifié la queue pour permettre le montage des échantillons (Fig. 21).

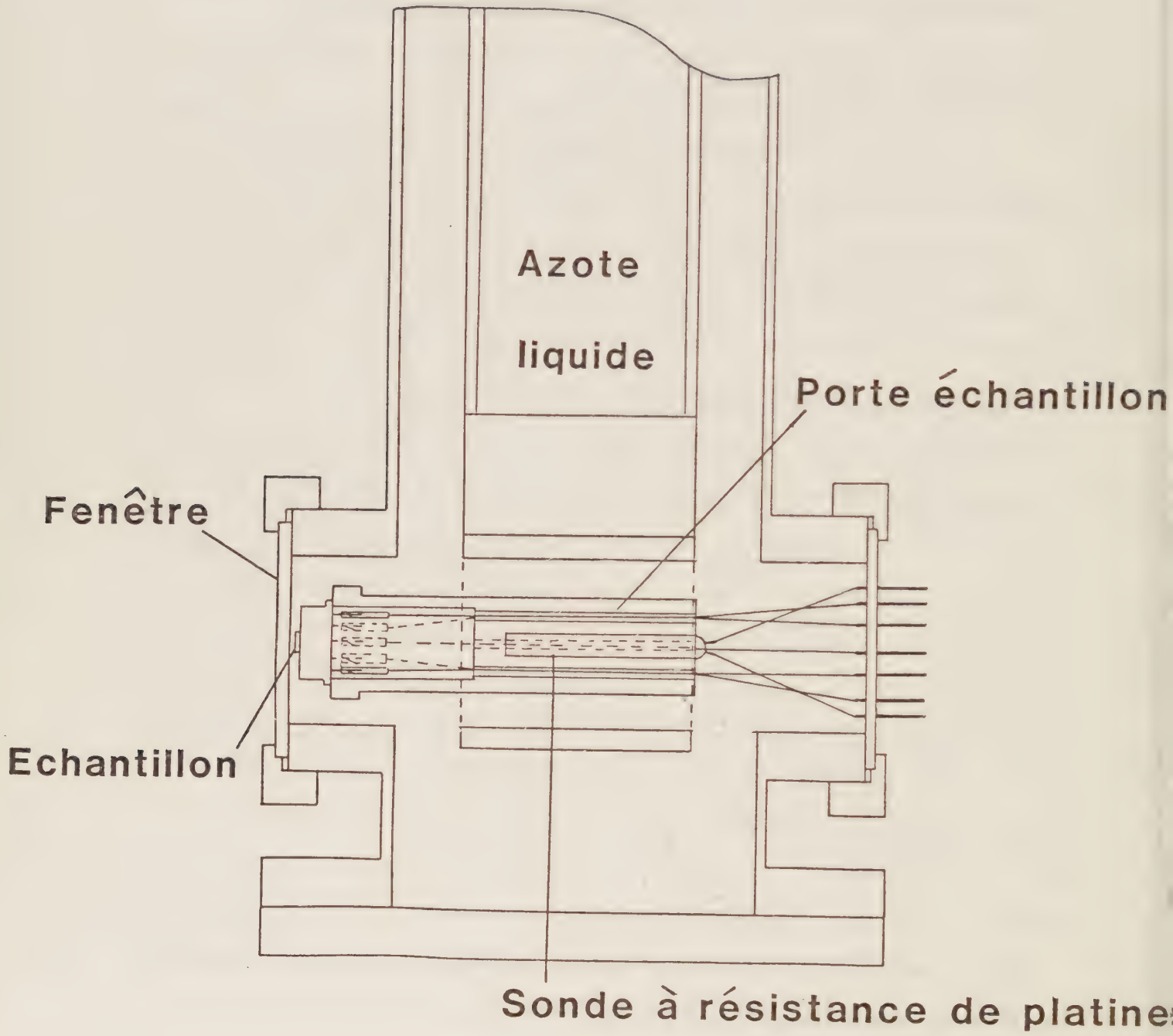


Figure 21. Montage de l'échantillon dans le cryostat.

Compte tenu de la place disponible, les boitiers haute fréquence n'ont pas pu être utilisés dans ce montage ; les puces ont donc été montées sur des embases circulaires classiques. Pour réduire la longueur des connections de façon à permettre des mesures aussi rapides que possibles, les sorties électriques ont été ramenées au niveau de l'une des fenêtres. Cependant, nous n'avons pas pu utiliser, par manque de place, de câbles coaxiaux même miniatures, et la longueur des fils (de l'ordre de 5 cm) introduit des réflexions parasites lors des mesures en impulsions ultra-courtes. L'échantillon est placé très près de la seconde fenêtre en tétrasil B, transparente jusque dans le proche infrarouge.

La température est contrôlée au voisinage immédiat du dispositif par une sonde à résistance de platine.

IV - METHODES DE MESURE

1 - Polarisation du dispositif

Nous avons montré que pour caractériser les phénomènes de survitesse des électrons dans GaAs, on pouvait utiliser des mesures du courant de photoconduction en fonction de la tension appliquée aux bornes d'un dispositif submicronique.

La figure 22 schématise le montage expérimental. La tension est appliquée entre l'une des électrodes et le plan de masse, la seconde électrode étant reliée à la masse par l'intermédiaire d'une résistance de 50 Ω. On mesure la tension aux bornes de cette résistance, ce qui permet de connaître le courant traversant le dispositif. Il faut noter que dans un tel montage on ne mesure pas directement la tension entre les deux électrodes, mais que les impédances sont adaptées à 50 Ω aussi bien du

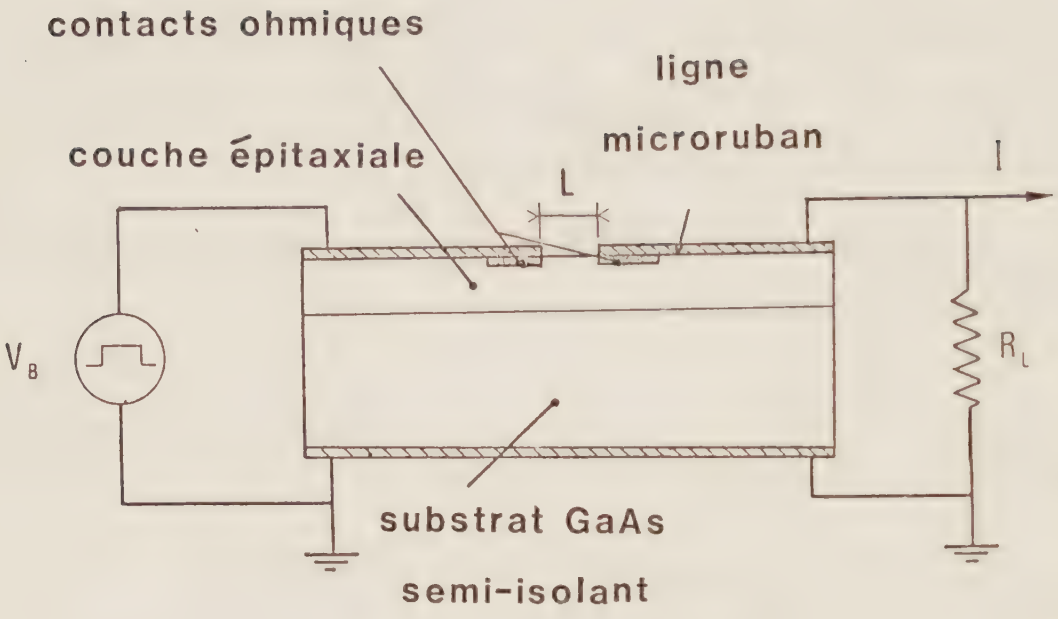


Figure 22. Schéma de principe du montage expérimental.

côté de la source de polarisation que du côté de la résistance de charge, ce qui est indispensable pour les mesures rapides.

Lorsqu'une tension est appliquée aux bornes du dispositif, un champ électrique s'établit dans le semiconducteur . Les expériences devant être faites jusqu'à des valeurs élevées du champ (20 KV/cm dans la plupart de nos expériences) , ce champ intense peut entraîner au niveau des contacts un phénomène d'électro-migration des atomes d'or qui peut provoquer un claquage en surface du dispositif. Ceci est d'autant plus important et rapide que la distance interélectrodes est faible. Ces phénomènes dépendant fortement du temps pendant lequel le champ électrique est maintenu entre les électrodes, la polarisation n'est appliquée que pendant un temps le plus bref possible. On utilise donc des créneaux de tension avec un rapport cyclique de l'ordre de 1/100. Pour cette même raison, le dispositif n'est pas éclairé en permanence, mais périodiquement par des impulsions centrées sur le créneau de polarisation, ce qui permet en outre de mesurer simultanément le courant d'obscurité et le photocourant.

1.1- Cas des impulsions longues

Les impulsions lumineuses découpées dans le faisceau continu par un système mécanique sont de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes. Pour que le créneau de polarisation encadre largement cette impulsion, sa durée est ajustée à environ 200 µs. La fréquence de répétition est de 33 Hz.

Pour les dispositifs submicroniques, les tensions maximales nécessaires sont de l'ordre de 2 V et nous avons utilisé un générateur d'impulsion (Tekelec TE 10) délivrant des créneaux d'amplitude réglable

entre 1 et 10 V et dont on peut ajuster le retard par rapport à un signal de synchronisation issu du découpeur mécanique. La sortie du générateur est adaptée sur 50 Ω . Pour régler avec précision le niveau de sortie autour de valeurs faibles, des atténuateurs calibrés d'impédance adaptée sont placés à la sortie du générateur (Fig. 23).

Pour les dispositifs longs (385 µm), il faut appliquer des tensions de plusieurs centaines de volts. Nous avons dans ce cas découpé en créneaux la sortie d'une alimentation haute tension continue, la synchronisation étant obtenue par l'intermédiaire du générateur d'impulsions précédemment décrit (51).

1.2- Cas des impulsions picosecondes

Dans ce cas, les créneaux de polarisation doivent être nettement plus courts et il apparaît des problèmes de synchronisation. Le retard minimum interne au générateur d'impulsions est trop grand pour que le créneau de tension puisse être centré sur l'impulsion lumineuse. Nous utilisons donc une alimentation continue dont la sortie est découpée par un hacheur électronique déclenché par un signal de synchronisation issu de la commande de l'extracteur d'impulsions du laser à oxazine (Fig. 24). La durée des créneaux de polarisation ne peut guère être réduite en dessous de 100 ns, cela impose donc une fréquence de répétition des impulsions inférieure ou égale à 80 KHz, si l'on veut conserver un rapport cyclique voisin de 1/100 .

2 - Réglages optiques

Dans le cas où les lasers fonctionnent en continu, les impulsions lumineuses sont découpées en intercalant dans le faisceau un disque tournant à 33 Hz dans lequel une fente fine, de l'ordre de 0,3 mm, a été ouverte. Lorsque le faisceau du laser à oxazine d'environ 1 mm de

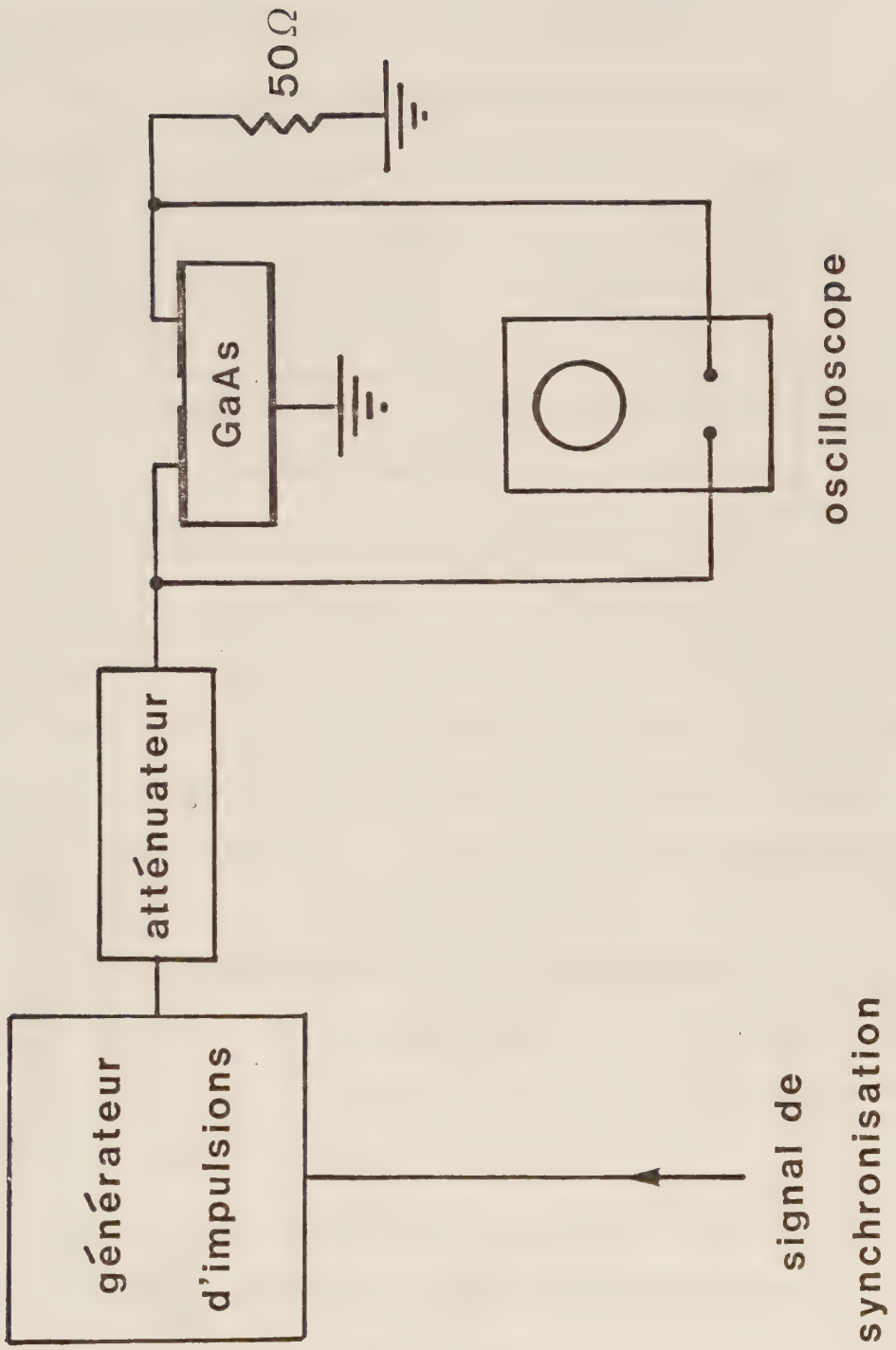


Figure 23. Schéma du montage électrique dans le cas des impulsions longues.

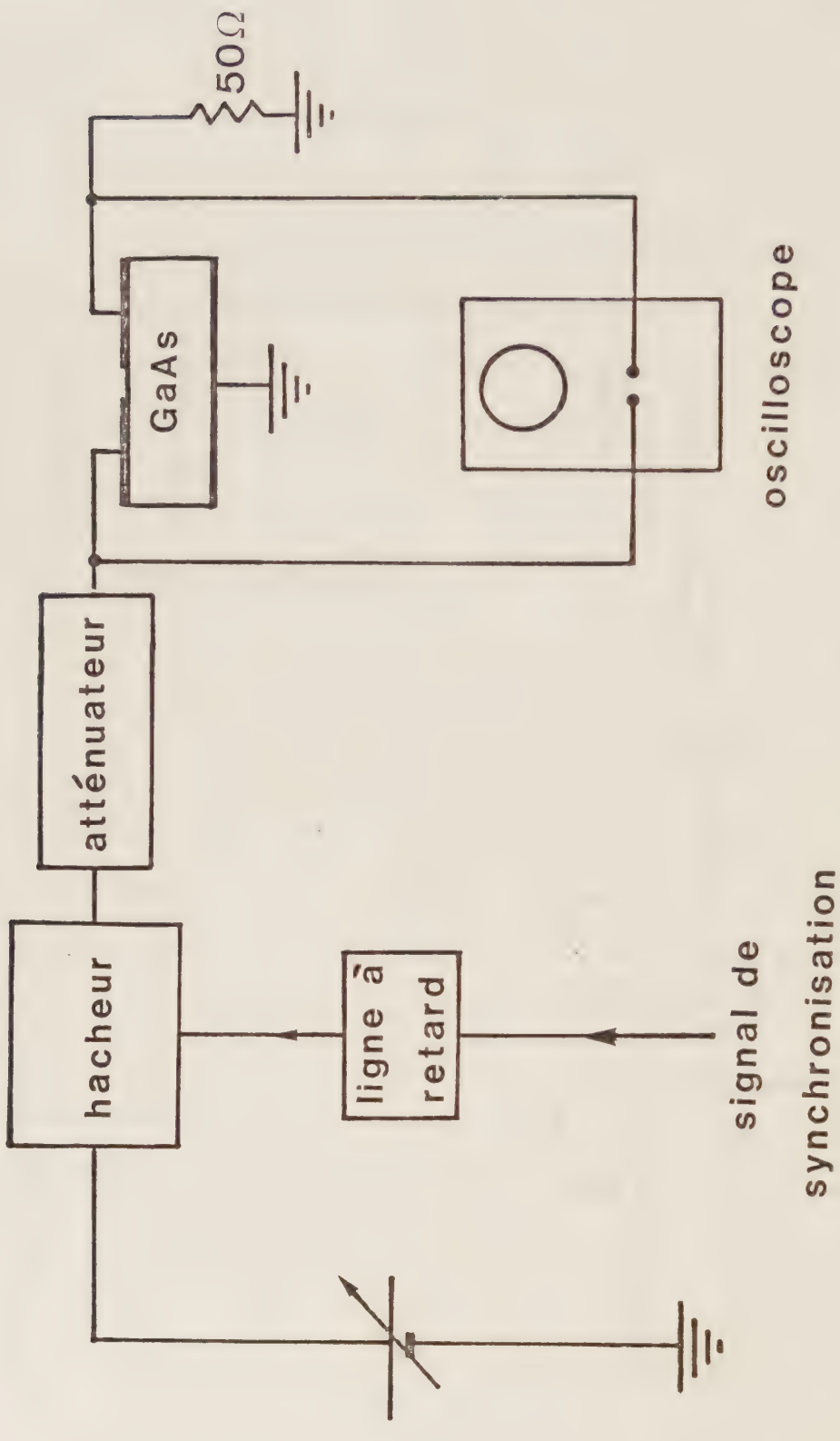


Figure 24. Schéma du montage électrique dans le cas des impulsions picosecondes.

diamètre est envoyé directement sur le disque, on obtient une impulsion lumineuse dont la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 50 µs. Si on focalise le faisceau sur la fente, on obtient un créneau de 20 µs de durée. Les deux configurations ont été utilisées indifféremment.

Quel que soit le mode de fonctionnement des lasers, les impulsions lumineuses sont atténuées avec des densités optiques calibrées avant d'être focalisées sur le dispositif par un objectif de microscope soigneusement centré sur le faisceau. Le dispositif est monté sur un système à trois degrés de liberté en translation de façon à pouvoir être positionné de façon très précise par rapport à la tache focale du faisceau.

Pour exploiter les résultats de mesure, il faut pouvoir estimer le nombre de photons arrivant sur le dispositif. Pour cela, la puissance lumineuse moyenne est mesurée à la sortie du laser à oxazine et la stabilité en amplitude des impulsions est contrôlée par une photodiode en cours d'expérience. La dimension et la position de la tache focale sont évaluées en mesurant les variations du photocourant lorsqu'on déplace un dispositif submicronique dans le faisceau. Nous avons généralement travaillé avec des taches focales de 50 µm de diamètre de façon à éclairer toute la hauteur de la fenêtre du dispositif. Afin d'éclairer toute la surface utile dans le cas des dispositifs longs (385 µm), ces derniers étaient décalés par rapport au plan focal.

La longueur d'onde d'émission du laser à oxazine est contrôlée au moyen d'un monochromateur à réseau muni d'un photomultiplicateur à cathode S 1, sensible dans le proche infrarouge.

3 - Système de mesures

Pour chaque point de polarisation, il faut mesurer

- l'amplitude des créneaux de tension appliqués
- la tension aux bornes de la résistance de charge correspondant au courant d'obscurité
- la variation de cette tension pendant l'éclairement.

Les créneaux de tension appliqués varient de 30 mV à 2 V maximum pour l'ensemble des dispositifs submicroniques et peuvent donc être directement mesurés sur un oscilloscope. Pour les dispositifs longs un diviseur potentiométrique étalonné permet de ramener les tensions dans cette même gamme. Le photocourant dans les dispositifs submicroniques étant faible devant le courant d'obscurité, et ce dernier ne dépassant pas quelques centaines de millivolts, la superposition d'une tension continue négative au niveau de l'oscilloscope est nécessaire pour améliorer la sensibilité de la mesure.

3.1- Cas des impulsions longues

On utilise dans ce cas un oscilloscope de 30 MHz de bande passante (Tektronix 555) muni d'un tiroir amplificateur classique et d'un tiroir différentiel permettant de décaler le niveau continu afin d'amplifier sélectivement le signal correspondant au photocourant et dont la sensibilité maximale est de 1 mV. Le signal de sortie du dispositif est d'abord envoyé sur un préamplificateur faible bruit (PAR, modèle 113) de gain réglable de 10 à 10^4 et de bande passante maximale 300 KHz, ce qui permet de mesurer au minimum des courants de l'ordre du microampère.

Pour améliorer la précision de mesure, on peut déclencher le générateur deux fois plus souvent, ce qui permet de visualiser sur

l'oscilloscope, au niveau de l'impulsion de photocourant, la trace correspondant au courant d'obscurité.

Selon l'intensité lumineuse utilisée, il se produit une chute plus ou moins importante de la tension d'alimentation. La tension appliquée est donc mesurée au moment de l'éclairement.

3.2- Cas des impulsions picosecondes

Les créneaux de tension appliqués durant une centaine de nanosecondes sont mesurés sur un oscilloscope large bande passante (100 MHz). Le signal de sortie est échantillonné. On utilise pour cela un tiroir Tektronix 7 S 12 avec une tête d'échantillonnage S 4 dont la résolution temporelle est de 25 ps monté dans un oscilloscope à mémoire.

On ne peut plus utiliser de préamplificateur et la sensibilité des mesures est alors limitée à 1 mV par le tiroir à échantillonnage ce qui correspond à un courant de 20 µA.

Les mesures précises à cette échelle de temps posent de nombreux problèmes et les résultats que nous présentons ici ne sont qu'une première approche de ce type d'expériences.

Dans le cas du laser à colorant pompé par flash, les impulsions étant non répétitives on ne peut pas utiliser la technique d'échantillonnage. On visualise directement le signal sur un oscilloscope rapide à mémoire dont la bande passante est de 500 MHz, ce qui ne permet pas d'analyser des phénomènes de durée inférieure à la nanoseconde.

Chapitre IV

PRESENTATION DES RESULTATS

Les mesures ont été faites d'une part sur des dispositifs longs, dans lesquels les phénomènes transitoires sont négligeables, pour tester la méthode employée, et d'autre part, sur un ensemble de structures submicroniques de longueurs comprises entre 0,4 µm et 1,05 µm. Le courant de photoconduction est mesuré pour chaque dispositif en fonction de la tension appliquée.

Dans toutes les expériences, l'intensité lumineuse incidente sur l'échantillon est maintenue suffisamment faible pour que le photocourant soit au plus égal au courant d'obscurité. Ceci limite la chute de tension aux bornes du dispositif pendant l'éclairement et permet de faire les mesures jusqu'à des valeurs du champ électrique assez élevées sans provoquer d'échauffement notable du dispositif. En outre, la mesure d'un photocourant faible par rapport au courant d'obscurité est une méthode différentielle dans laquelle l'influence d'une éventuelle non-linéarité des contacts est réduite.

Enfin, nous avons vu au chapitre II que cette méthode permet d'annihiler les effets liés au potentiel de surface GaAs. La variation du courant mesuré correspond alors à une modulation de la concentration en électrons dans une région limitée sous la surface de l'espace interélectrodes.

I - DISPOSITIFS LONGS (L = 385 µm)

1 - Caractéristiques d'obscurité

Dans ces dispositifs, la distance interélectrodes (385 µm) est du même ordre de grandeur que l'épaisseur du substrat, et l'épaisseur de la couche épitaxiale est très faible (5 µm) devant cette dimension.

Ces caractéristiques géométriques influent fortement sur les variations du courant mesuré en fonction de la tension. En effet, pour une couche dopée à 10^{14} cm^{-3}, l'épaisseur de la zone de charge d'espace correspondant à une hauteur de barrière de 0,6 V à la surface de GaAs est voisine de 3 µm (cf. Chapitre II). La zone désertée pénètre donc profondément dans la couche épitaxiale qui, compte tenu également de la présence des états d'interface à la limite avec le substrat, se trouve presque complètement vidée de porteurs libres.

La forme des caractéristiques d'obscurité (Fig. 25) de ces structures reflète l'effet de phénomènes analogues à ceux qui se produisent dans un transistor à effet de champ à grille Schottky : en champ faible, le courant est limité par charge d'espace, le canal étant pincé. Pour des tensions plus élevées, on voit apparaître l'influence de la saturation de vitesse des électrons.

Pour toutes les mesures sur ces dispositifs qui comportent un contact ohmique et un contact Schottky (Cf. Chapitre III), nous avons pris soin de polariser ce dernier en direct. Les champs moyens appliqués ne dépassaient guère 10 KV/cm car pour des tensions plus élevées, il apparaît des instabilités de courant liées à la géométrie du dispositif (épaisseur du substrat par rapport à la distance interélectrodes). Nous avons également observé des oscillations parasites à des fréquences de l'ordre du Mégahertz (Fig. 26), d'allure variable suivant la tension appliquée, se superposant au courant de polarisation.

2 - Caractéristiques de photoconduction

La figure 27 représente une caractéristique donnant le photocourant en fonction du champ électrique moyen dans le dispositif, obtenue en régime d'impulsions longues et pour une longueur d'onde voisine de 750 nm.

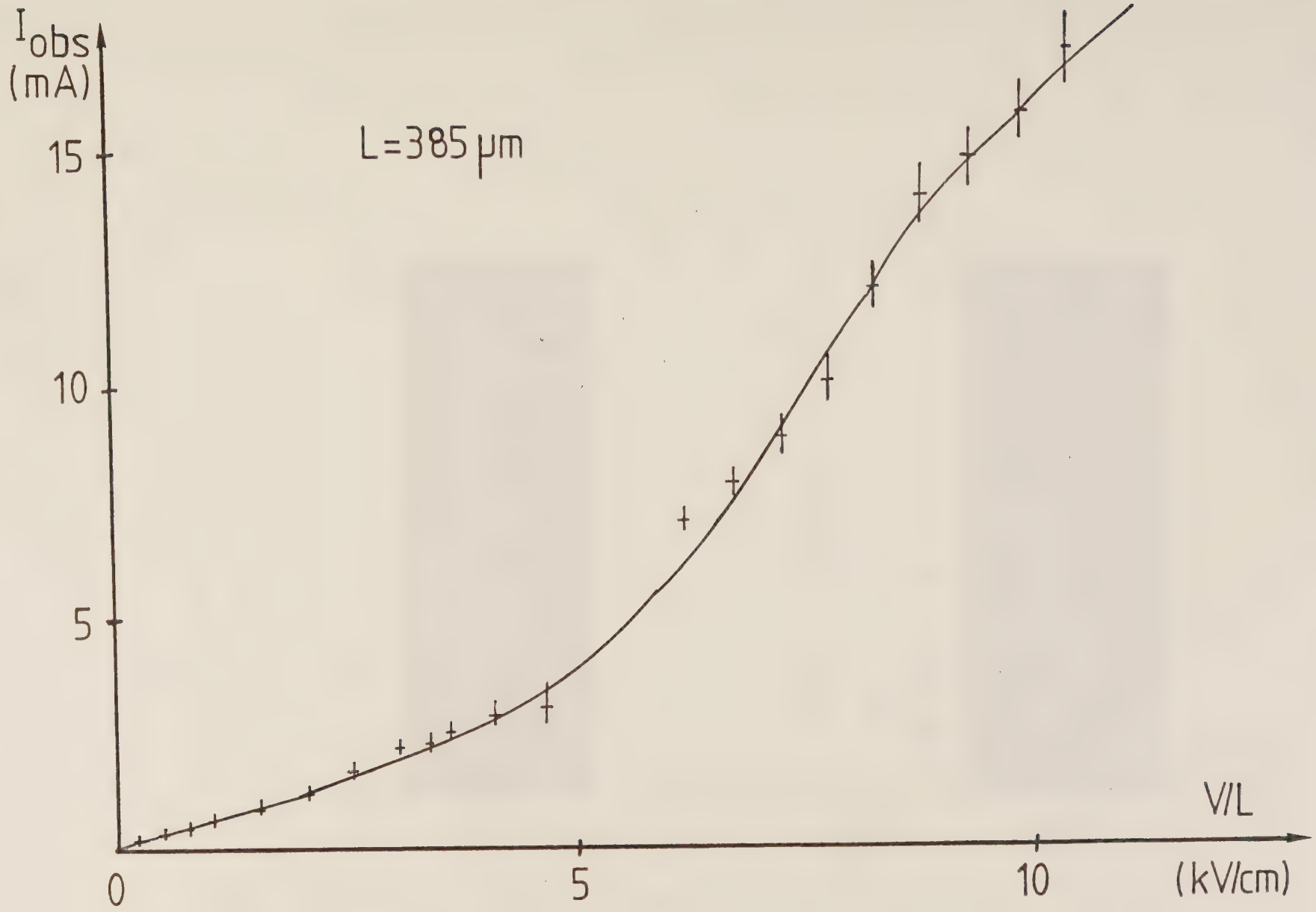
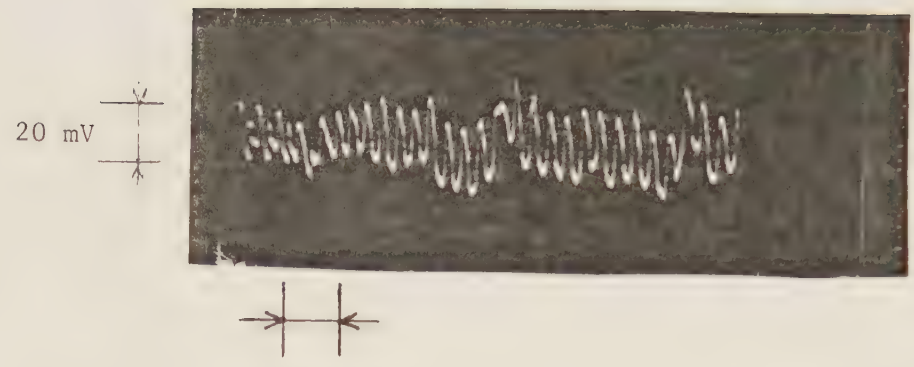
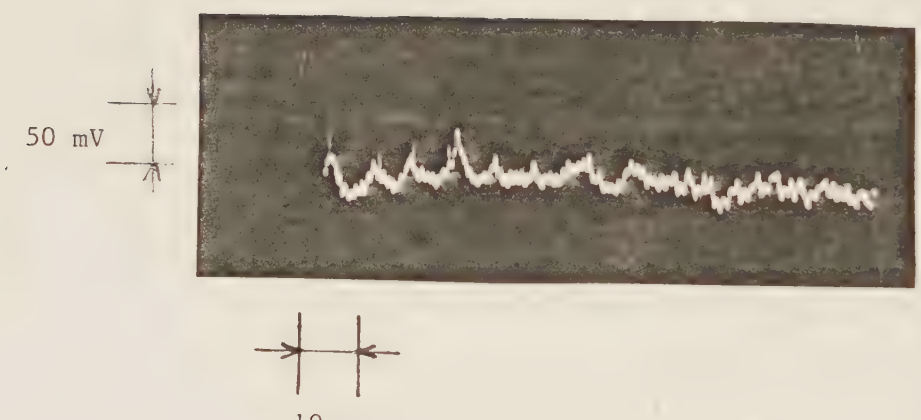


Figure 25. Caractéristique d'obscurité d'un dispositif long.



Tension de polarisation V_o = 370 V

Tension mesurée V = 475 mV



Tension de polarisation V_o = 550 V

Tension mesurée V = 1,09 V

Figure 26. Oscillations observées sur le courant d'obscurité des dispositifs longs.

Figure 27. Caractéristique de photoconduction d'un dispositif long.

Dans un tel dispositif, le temps de transit des électrons est de l'ordre de 4 ns pour une vitesse voisine de 10^7 cm.s^{-1}, c'est-à-dire très supérieur au temps de relaxation de l'énergie. Les électrons atteignent donc leur régime d'équilibre sur une distance négligeable par rapport à la longueur totale de leur trajet dans le semiconducteur et les effets transitoires de la dynamique des porteurs peuvent être complètement ignorés. La caractéristique $I_{ph}(E)$ reflète donc les variations de la vitesse stationnaire en fonction du champ électrique moyen. On observe en effet un maximum de photocourant pour une valeur du champ voisine de 3 KV/cm suivi d'une nette décroissance.

Il est important pour ces mesures d'illuminer uniformément tout l'espace interélectrodes sans quoi l'interprétation des résultats est difficile. Compte tenu de la dimension de la tache focale (diamètre 50 µm), nous avons été conduits à placer le dispositif en dehors du plan focal de la lentille utilisée. Il est alors difficile de mesurer avec précision la puissance lumineuse qui arrive effectivement dans l'espace interélectrodes. Nous n'avons donc pas pu utiliser les valeurs du photocourant pour une interprétation quantitative.

II - DISPOSITIFS SUBMICRONIQUES

1 - Caractéristiques d'obscurité

Les caractéristiques ont été tracées jusqu'à un champ électrique moyen de l'ordre de 20 KV/cm entre les électrodes.

La figure 28 donne un exemple de caractéristiques d'obscurité pour des dispositifs de différentes longueurs. En champ faible, le courant varie linéairement avec la tension appliquée et n'est donc pas limité par charge d'espace. Ceci s'explique par le fait que, la

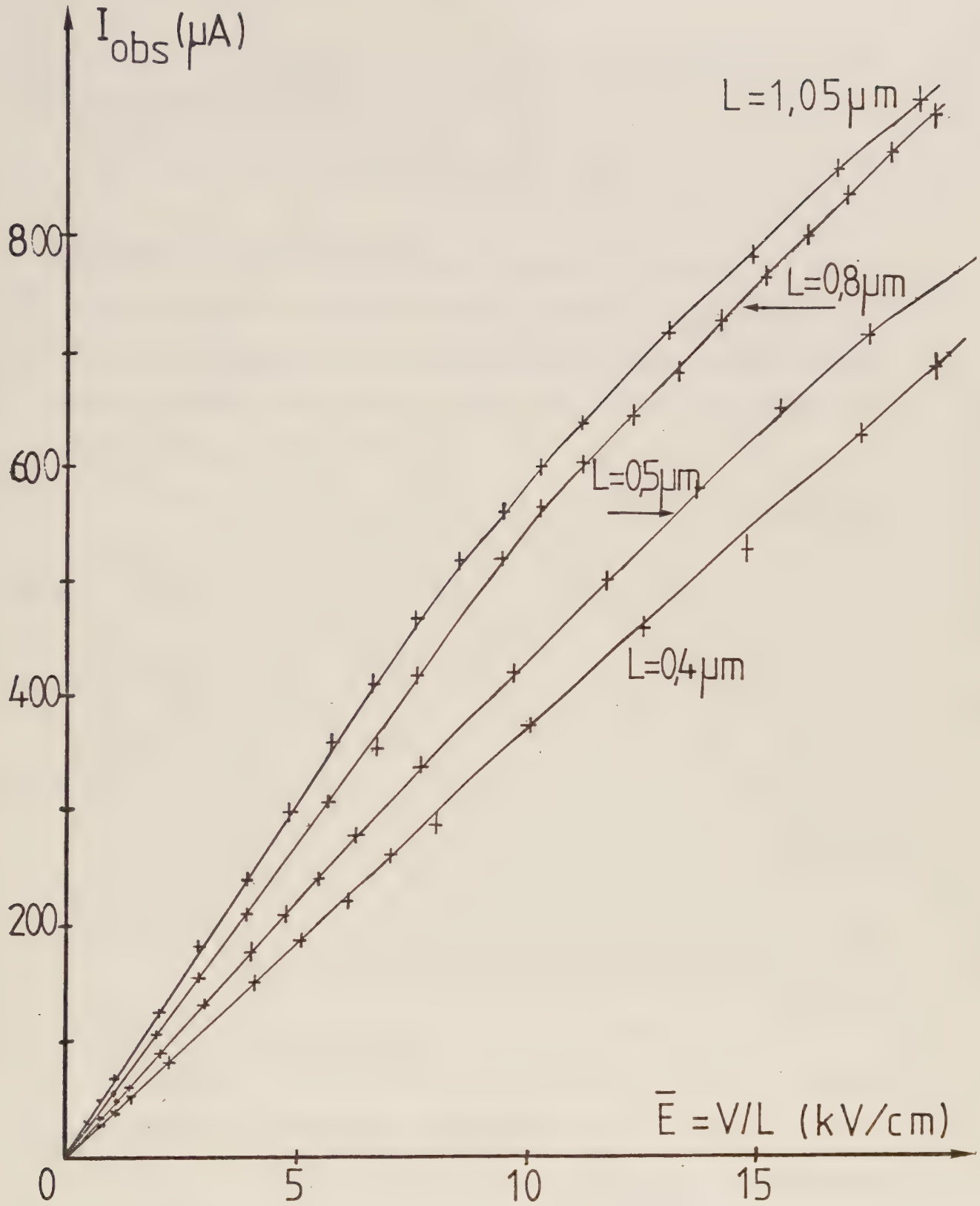


Figure 28. Caractéristiques d'obscurité de dispositifs submicroniques.

distance interélectrodes étant inférieure ou égale au micron, la zone de désertion due à la barrière de potentiel de surface de GaAs ne peut pas prendre ici toute son extension. La couche épitaxiale n'est donc pas désertée sur toute son épaisseur.

Cependant, le champ transversal associé au potentiel de surface repousse les électrons à une profondeur de l'ordre de la distance interélectrodes, comme le montrent les résultats de modélisation décrits au paragraphe III .Ceci a pour effet d'allonger notablement la longueur des lignes de courant. Dans une structure de 0,4 µm, les électrons parcourent plus d'un micron dans le matériau. La valeur du champ le long de ces lignes de courant est beaucoup plus faible que celle du rapport V/L en surface et dépasse à peine le champ critique dans la gamme des tensions explorée, quelle que soit la longueur du dispositif. Dans ces conditions, il n'apparaît pas de différence notable sur la forme des caractéristiques d'obscurité selon la longueur des structures. En effet, même pour un dispositif de 1,05 µm, on n'observe pas de saturation de courant jusqu'à la valeur maximale de la tension appliquée qui est ici de 2 V, et qui ne correspond qu'à un champ électrique moyen le long des lignes de courant inférieur à 7 KV/cm en supposant que la charge de surface a pour effet de tripler la longueur réelle du trajet des électrons.

La linéarité des caractéristiques en champ faible prouve en outre la qualité des contacts ohmiques. La pente initiale permet de calculer la résistance des dispositifs en obscurité. Des valeurs typiques correspondant à la figure 28 sont données ci-dessous :

L(µm)	0,4	0,5	0,8	1,05
R(Ω)	1050	1090	1450	1660

Ces valeurs ne correspondent pas à une obscurité totale mais aux conditions dans lesquelles sont réalisées les expériences, c'est-à-dire avec un faible éclairage ambiant provenant essentiellement de la fluorescence des lasers. On peut remarquer que les résistances ne varient pas strictement proportionnellement à la longueur des dispositifs, ce qui est lié à la présence de la zone de charge d'espace superficielle dont l'influence sur la géométrie des lignes de courant est différente d'une structure à l'autre. Par ailleurs, la résistance des contacts peut également contribuer à cet effet.

Afin de vérifier nos hypothèses, nous avons montré qu'on pouvait obtenir un courant limité par charge d'espace en repoussant les électrons loin de l'interface couche-substrat par une polarisation négative appliquée au plan métallique sur la face arrière du dispositif. L'influence d'une telle polarisation est d'autant plus importante que la distance interélectrodes est grande permettant ainsi une plus grande pénétration de la zone de charge d'espace superficielle qui peut alors rejoindre celle créée artificiellement à partir de l'interface. Pour un dispositif de 1,05 µm sur lequel est appliqué une tension de -6 V au niveau du substrat, on obtient effectivement une caractéristique incurvée au voisinage de l'origine, ce qui traduit l'existence dans ce cas d'un courant limité par charge d'espace (Fig. 29).

2 - Caractéristiques de photoconduction

Nous avons relevé de nombreuses caractéristiques donnant le photocourant en fonction de la tension, sur différents échantillons pour chaque valeur de la distance interélectrodes, avec des puissances lumineuses incidentes variant de 3 à 4 ordres de grandeur et à différentes longueurs d'onde. Pour une structure de longueur donnée, la forme des

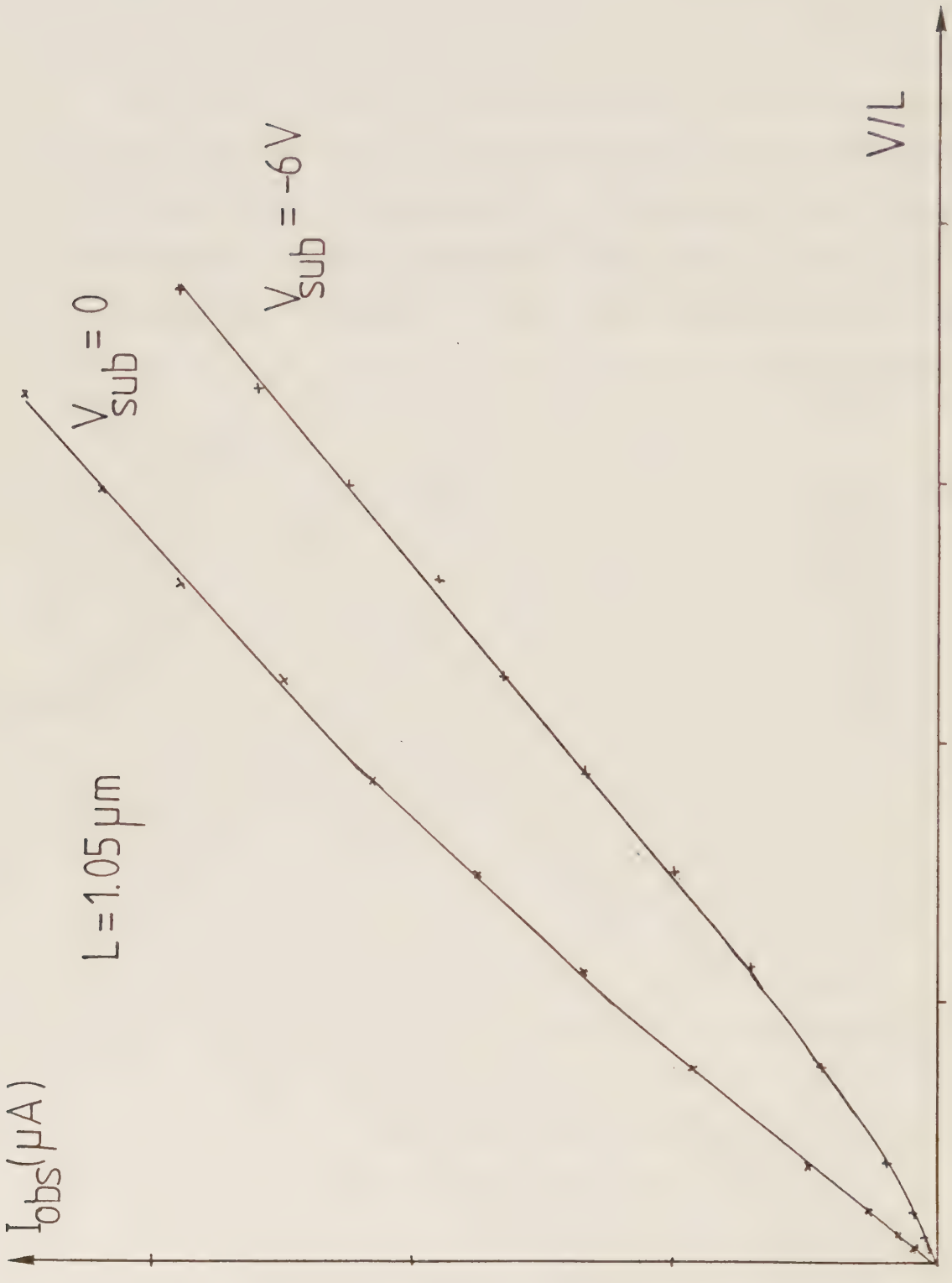


Figure 29. Effet d'une polarisation négative appliquée au substrat sur un dispositif de 1,05 µm.

caractéristiques varie peu avec ces paramètres optiques, à condition que la longueur d'onde reste inférieure à $hc/\Delta\varepsilon_g$. La valeur absolue du courant mesuré dépend du nombre de photons qui arrivent sur le dispositif Celui-ci ne peut être évalué qu'à partir d'un contrôle précis des caractéristiques du faisceau lumineux : puissance moyenne incidente, dimension de la tache focale au niveau de l'échantillon, mais également répartition d'énergie à l'intérieur de cette tache. Cette dernière peut varier avec les réglages du laser en particulier quand on modifie la longueur d'onde d'émission. Ceci explique que la plupart des résultats ne soit interprétée que qualitativement.

Dans la plupart des mesures réalisées, nous estimons que le nombre de photons arrivant sur le dispositif est suffisant pour annuler l'effet du potentiel de surface. En effet, la profondeur de pénétration de la zone de charge d'espace superficielle étant égale à 3µm pour un matériau dopé à 10^{14} cm^{-3} (Cf. Chapitre II), la densité de charge surfacique correspondante est de 3.10^{10} cm^{-2}. Dans ces conditions, si on considère un faisceau lumineux incident sur l'échantillon de puissance 1 µW à la longueur d'onde λ = 750 nm, et focalisé sur 50 µm, le nombre de photons incidents par unité de surface et de temps est de l'ordre de 2.10^{17} $cm^{-2}s^{-1}$. En 150 ns, le nombre de trous créés optiquement est alors suffisant pour combler la charge de surface. La durée de l'impulsion lumineuse étant de 50 µs, son énergie est largement suffisante pour s'affranchir des effets de surface.

Sur les dispositifs les plus courts (L = 0,4 µm), les variations du photocourant en fonction de la tension sont quasi-linéaires jusqu'à des valeurs élevées du champ électrique. La figure 30 en donne un exemple pour différentes intensités lumineuses incidentes. Ces courbes ont été obtenues avec, à la sortie du laser à oxazine, une puissance continue de 25 mW et des durées d'impulsion de 50 µs à mi-hauteur. A des champs électriques moyens supérieurs à 20 KV/cm, on observe sur certains échantillons un début de saturation pour des intensités lumineuses élevées.

La zone de charge d'espace superficielle n'existant plus, les électrons participant au photocourant circulent immédiatement sous la surface entre les deux électrodes dans une zone limitée de longueur 0,4 µm. Sur une telle distance, leur temps de transit est très inférieur au temps de relaxation τ_ε de l'énergie qui n'a donc pas le temps d'atteindre sa valeur d'équilibre dans le champ électrique. Les électrons effectuent donc la majeure partie de leur trajet en survitesse. Le nombre d'interactions avec les phonons optiques polaires est cependant assez important et les pertes d'énergie par collision sont telles que l'énergie de transfert n'est atteinte même en champ élevé qu'au voisinage de l'électrode positive. Si la longueur ℓ du trajet parcouru dans le matériau à la vitesse de saturation est très inférieure à la distance interélectrodes L, la vitesse moyenne des électrons dans une telle structure est déterminée principalement par la valeur de la mobilité en champ faible et peut atteindre des valeurs élevées.

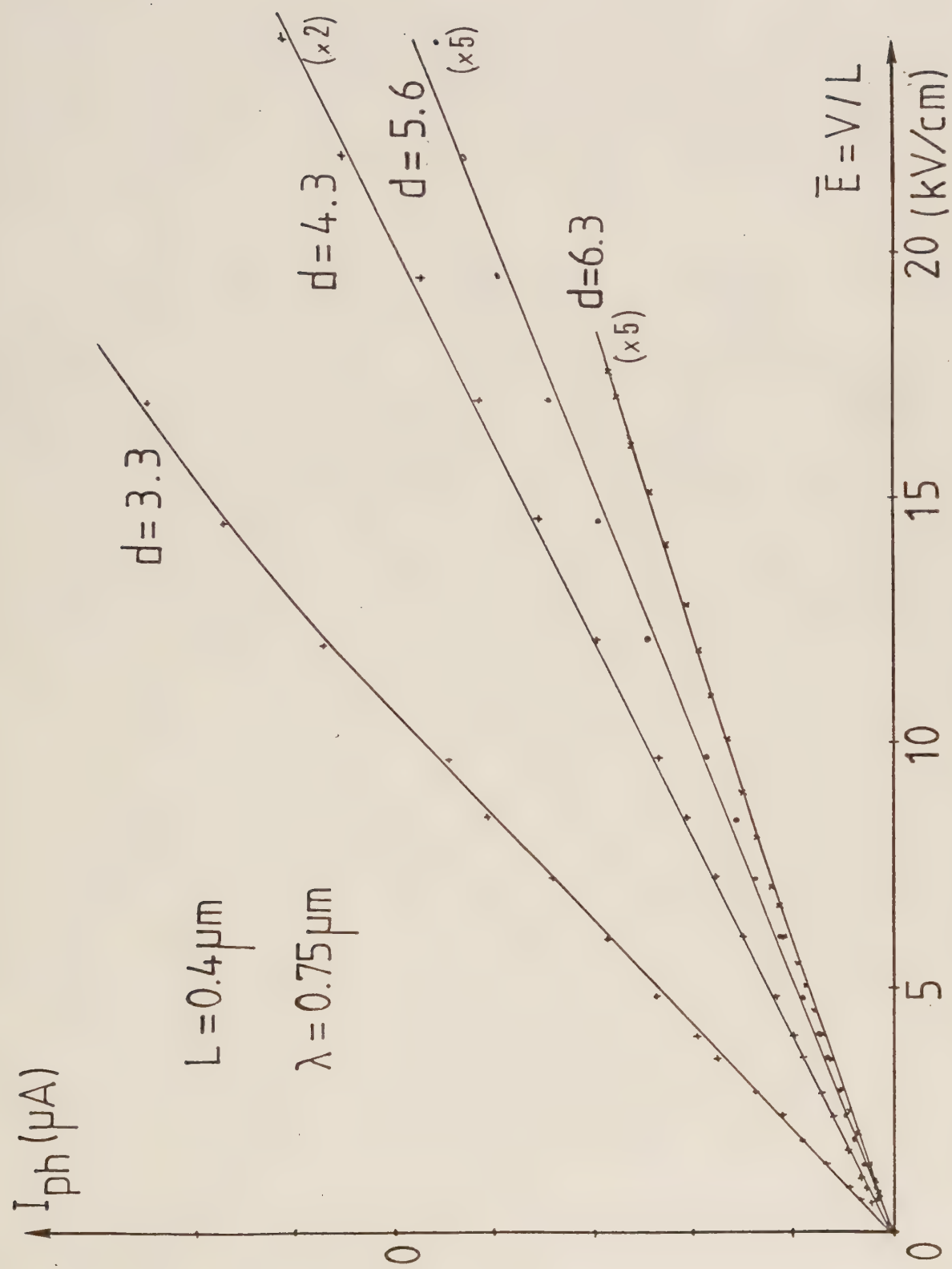


Figure 30. Caractéristiques de photoconduction pour un dispositif de 0,4 μm.

Avec les structures de 0,5 µm de longueur, les résultats sont peu différents des précédents (Fig. 31), mais un début de saturation apparaît pour des valeurs du champ électrique moyen supérieur à 17 KV/cm. En effet, l'énergie de transfert dans les vallées latérales peut être atteinte pour une valeur plus faible du champ lorsque la distance augmente.

Pour les dispositifs de 0,8 µm, l'effet de la saturation de vitesse liée au transfert des électrons est encore plus important (Fig. 32). Alors que sur les structures de 0,5 µm, on observe une cassure assez nette dans les caractéristiques, les variations du photocourant en fonction de la tension sont ici moins brutales, ce qui traduit un effet moyen entre les zones du dispositif où les particules sont en survitesse et celles où elles sont transférées, la longueur parcourue en vitesse de saturation augmentant par rapport à la longueur totale du dispositif.

Dans le cas des structures de longueur égale à 1,05 µm, la saturation des caractéristiques est nettement plus marquée et apparaît pour des valeurs du champ électrique de l'ordre de 10 KV/cm (Fig. 33). Le temps de transit est ici supérieur au temps de relaxation de l'énergie, donc, en champ fort, la plupart des électrons est transférée dans les vallées supérieures de la bande de conduction bien avant d'atteindre l'électrode positive. Une partie de plus en plus importante du trajet (de l'ordre de la moitié) est parcourue à la vitesse de saturation lorsque le champ moyen augmente et ceci conduit à un photocourant qui reste sensiblement constant.

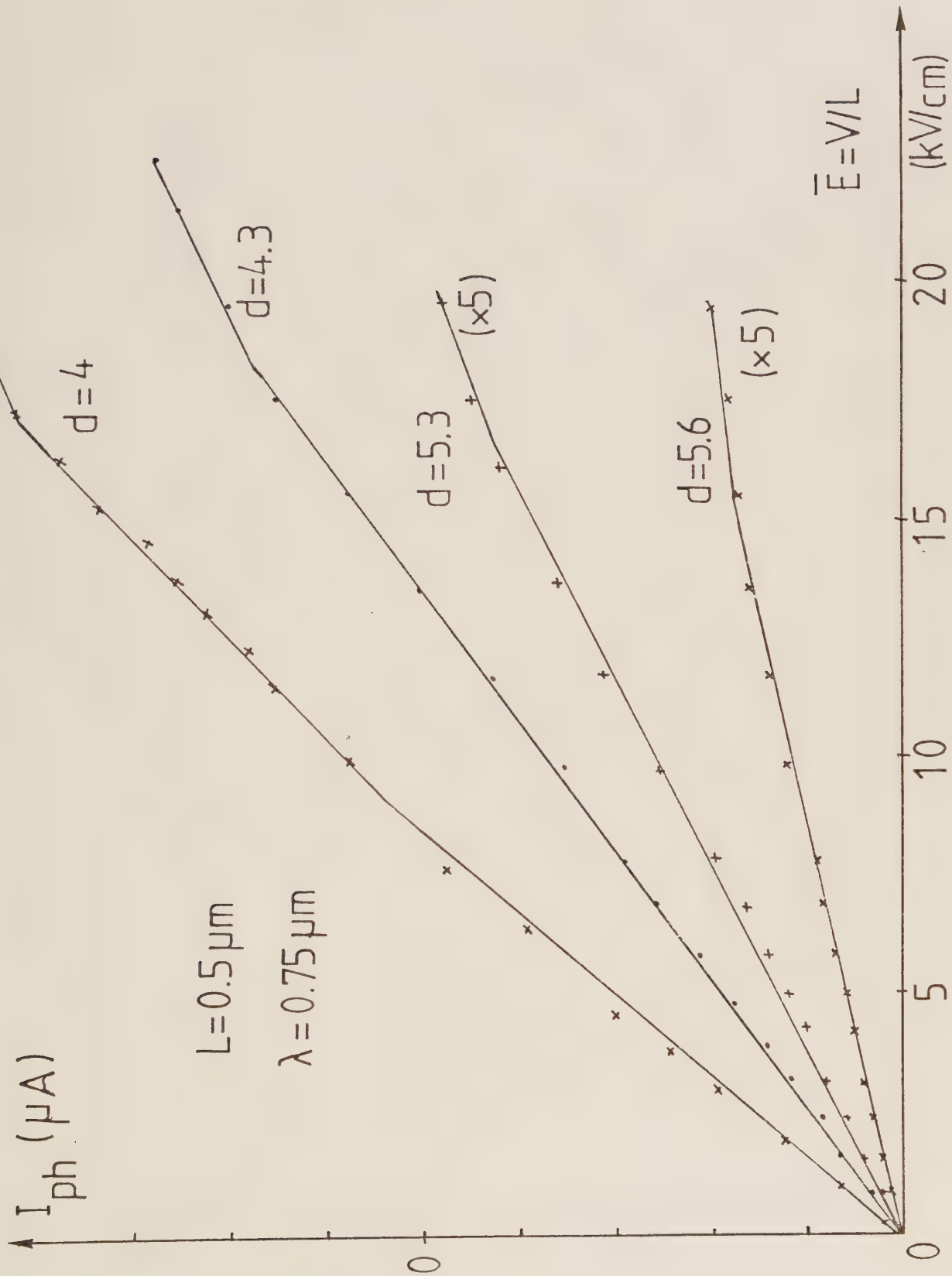


Figure 31. Caractéristiques de photoconduction pour un dispositif de 0,5 μm.

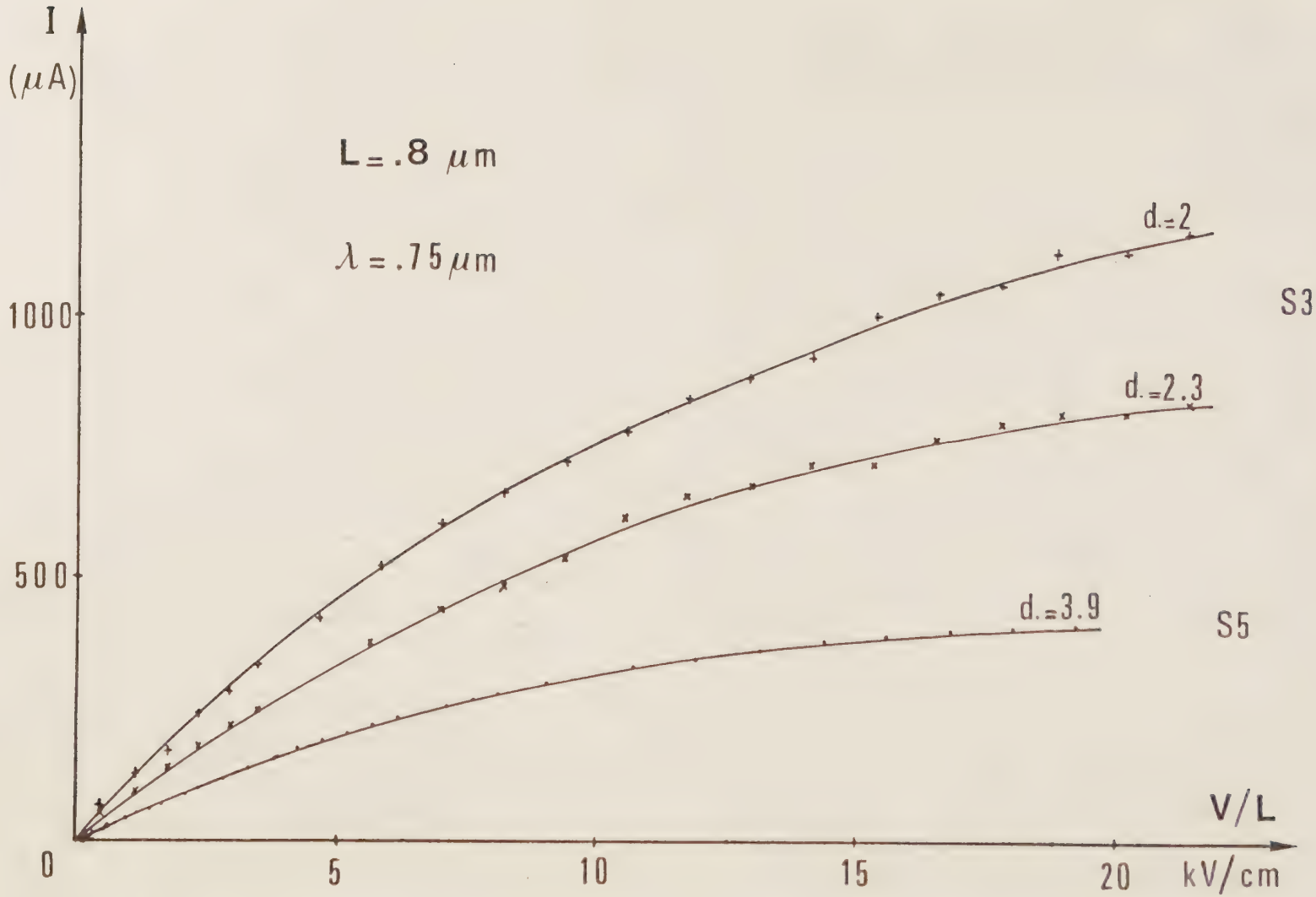


Figure 32. Caractéristiques de photoconduction pour un dispositif de 0,8 μm.

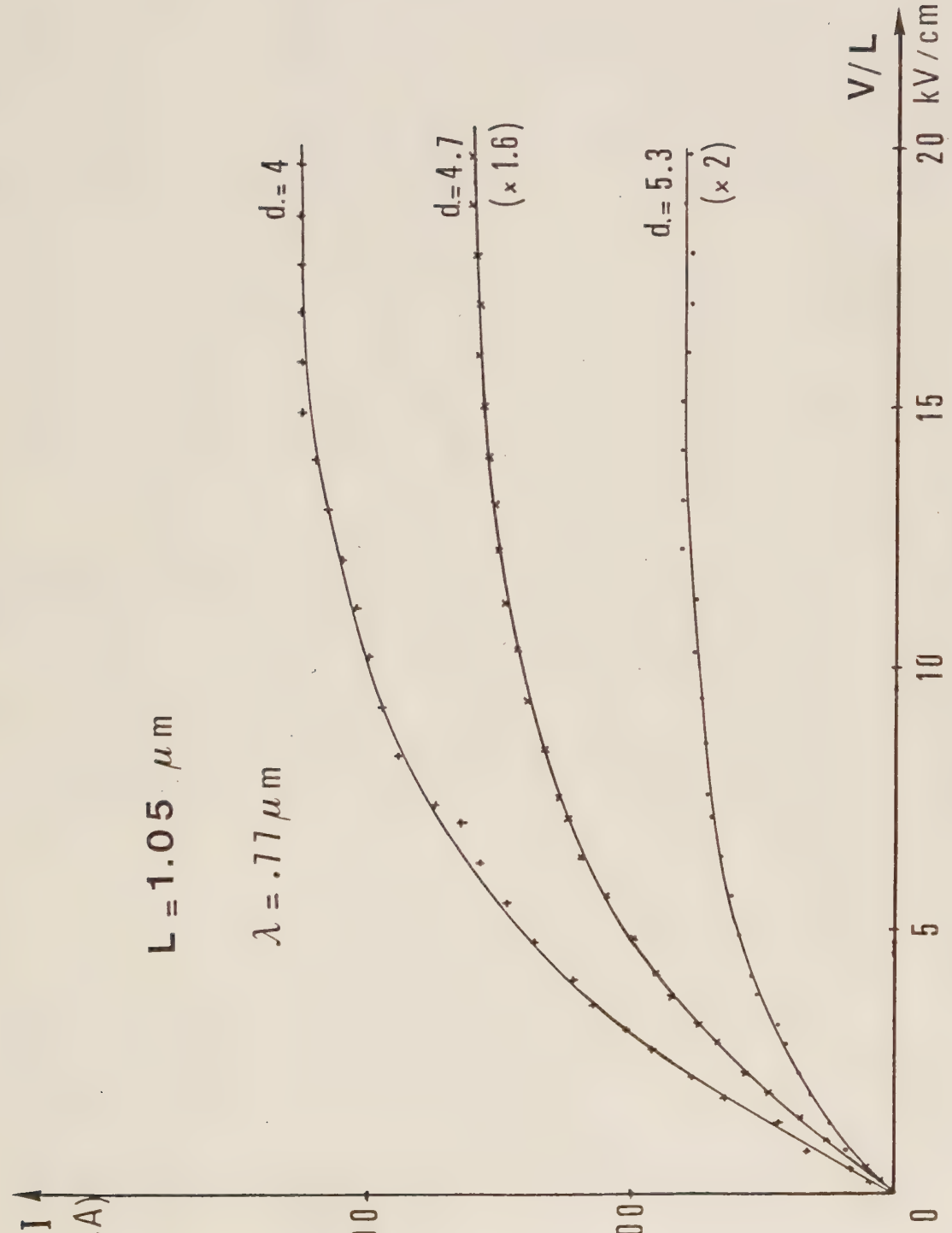


Figure 33. Caractéristiques de photoconduction pour un dispositif de 1,05 μm.

Pour comparaison, nous avons reporté sur la figure 34 des caractéristiques obtenues sur des dispositifs de différentes longueurs dans les mêmes conditions expérimentales. Elles représentent les variations du photocourant en fonction du champ électrique moyen V/L. On retrouve les phénomènes décrits ci-dessus. Cependant, on observe que les pentes des caractéristiques au voisinage de l'origine ne sont pas identiques pour les différentes structures et augmentent avec la distance interélectrodes. On explique cette différence par l'importance relative de la profondeur des contacts (300 à 1000 Å) selon la longueur de l'échantillon. Pour une structure très courte, les lignes de courant sont canalisées au voisinage immédiat de la surface. Cet effet devient moins important quand la distance augmente et la section à travers laquelle circulent les électrons est plus grande, offrant moins de résistance au passage du courant.

Quelques résultats préliminaires ont été obtenus en éclairant les dispositifs par les impulsions de 7 ps délivrées par le laser à oxazine, sur des échantillons de 0,4 µm et 1,05 µm de longueur. Les caractéristiques de photocourant en fonction du champ électrique moyen (Fig. 35) ont une forme tout à fait analogue à celles observées en impulsions lentes.

3 - Ordre de grandeur des paramètres

Pour pouvoir interpréter de façon plus quantitative les résultats, nous avons effectué des mesures complémentaires sur les dispositifs permettant d'évaluer deux paramètres intervenant dans la valeur du photocourant tels que la mobilité et la durée de vie des électrons.

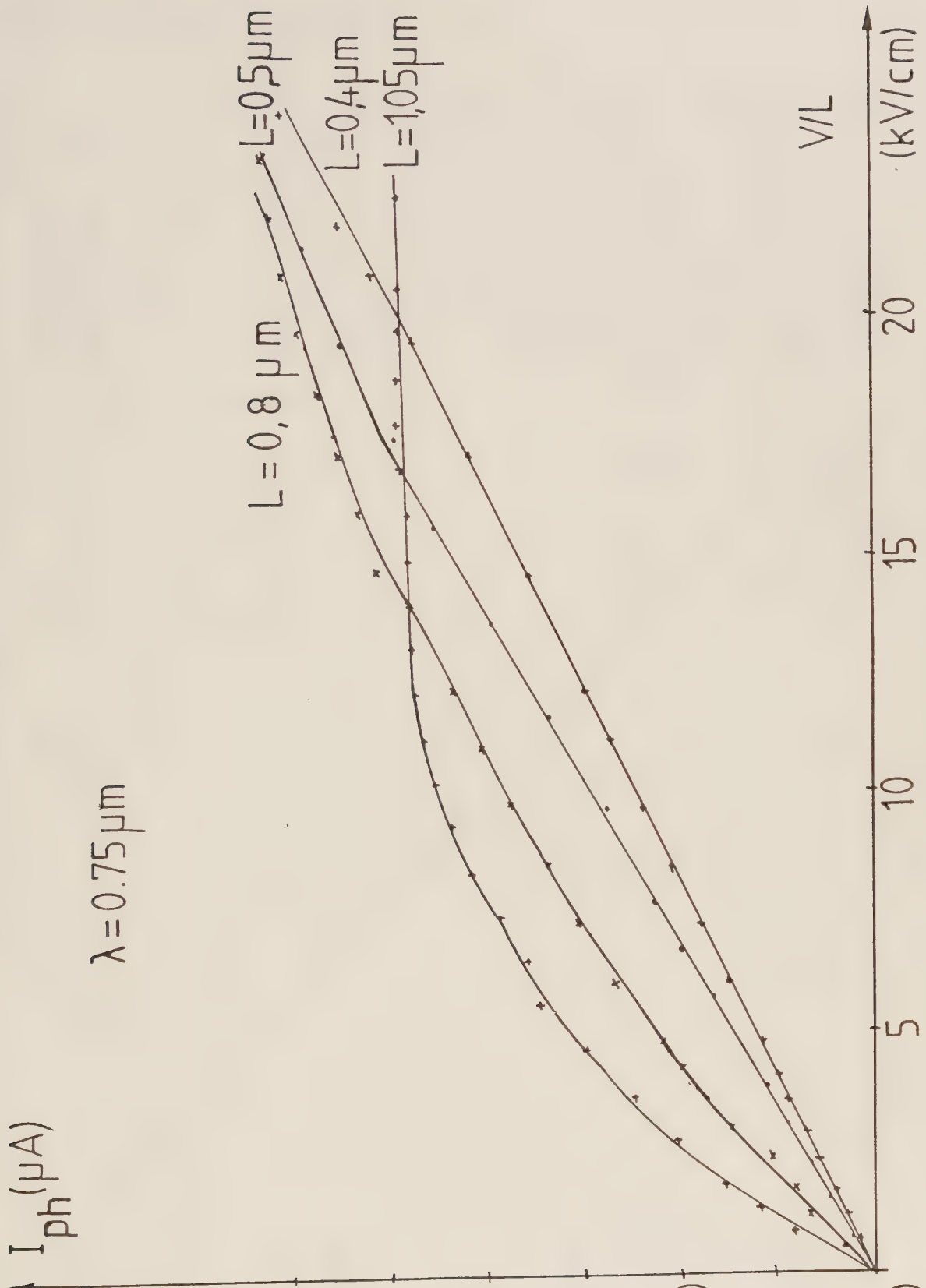


Figure 34. Caractéristiques de photoconduction pour des dispositifs submicroniques.

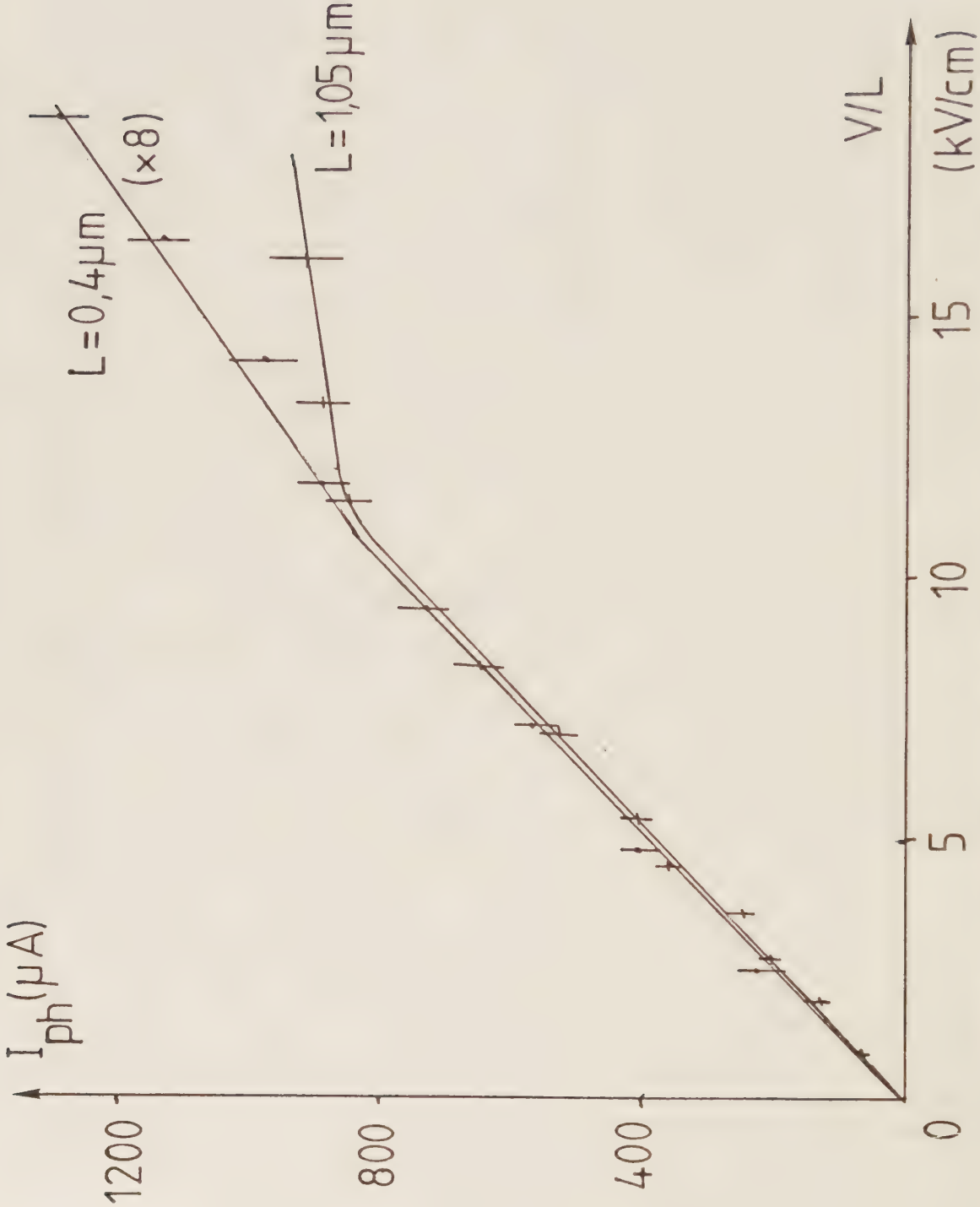


Figure 35. Caractéristiques de photoconduction obtenues par des mesures en impulsions ultracourtes.

3.1- Mesure de la mobilité

Nous avons fait quelques mesures pour évaluer la mobilité en champ faible par une méthode de magnétorésistance développée par J. JAY et R. WALLIS au Laboratoire Central de Recherche Thomson C.S.F. (52). Un champ magnétique réglable de 0 à 10 T est appliqué perpendiculairement à la surface de l'échantillon. L'une des pièces polaires de l'électro-aimant est percée d'un trou de petit diamètre de façon à permettre l'éclairement du dispositif.

Pour un échantillon tel que ceux utilisés ici, dans lequel la distance interélectrodes est très inférieure à la longueur du ruban, la présence d'un champ magnétique perpendiculaire aux lignes de courant entraîne une variation de la résistance (53) de la forme :

$$R(B) = R_o \ (1 + \mu^2 B^2)$$

La pente de la courbe donnant les variations du photocourant en fonction du carré du champ magnétique permet de déterminer la valeur de la mobilité. Les mesures ont été faites en champ électrique faible (2,5 KV/cm) sur deux échantillons et ont donné des valeurs de 5900 $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$ et de 6400 $cm^2.V^{-1}s^{-1}$ pour des longueurs respectivement de 0,8 µm et 0,4 µm.

3.2- Mesure de la durée de vie

Pour pouvoir comparer les temps de décroissance du courant sur les échantillons submicroniques et sur les échantillons longs, nous avons fait une série de mesures en utilisant le laser à colorant à modes bloqués en phase pompé par flash, ce montage ne permettant pas d'analyser des phénomènes plus rapides que la nanoseconde (Cf. Chapitre III).

Quelle que soit la longueur du dispositif, on observe une constante de temps principale de l'ordre de 8 ns (Fig. 36) bien supérieure

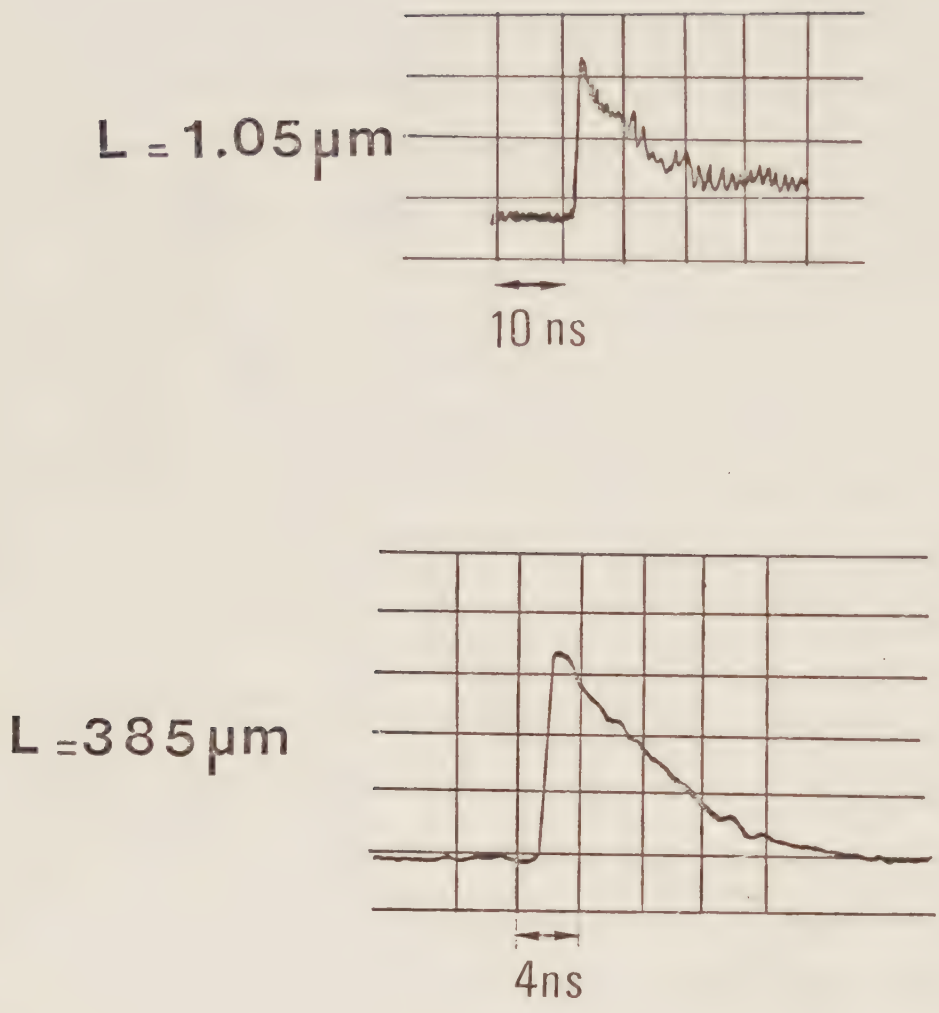


Figure 36. Décroissance du photocourant après excitation par une impulsion lumineuse ultracourte.

au temps de transit des électrons ou des trous dans les dispositifs submicroniques. Ceci montre que le processus de décroissance du courant est lié à la recombinaison et que des porteurs sont donc réinjectés aux contacts pendant toute la durée de l'impulsion de courant. Il s'agit donc bien d'un régime de photoconduction.

3.3 - Calcul du photocourant

Pour calculer la valeur exacte du photocourant, il serait nécessaire de connaître la répartition du champ électrique dans le dispositif. On peut cependant essayer d'en donner une valeur approchée.

Considérons, par exemple, la caractéristique de photoconduction de la figure 31 obtenue pour un dispositif de longueur égale à 0,5 µm, avec une densité optique de 4, la puissance délivrée par le laser à oxazine en continu étant de 17 mW. Ceci correspond à une puissance lumineuse de 5 µW au niveau de l'échantillon. Pour une longueur d'onde de 750 nm, l'énergie $h\nu$ d'un photon incident est égale à $2{,}65.10^{-19}$ Joules. Pour une tache focale de 50 µm de diamètre, le nombre de photons arrivant par unité de temps et unité de surface sur le dispositif est de $9{,}6.10^{17}$ cm^{-2} s^{-1}. Compte tenu du coefficient de réflexion (R = 0,32) et de la profondeur de pénétration (0,85 µm), le taux de génération optique G est de l'ordre de $3{,}6.10^{21}$ cm^{-3} s^{-1} en supposant une efficacité quantique égale à 1.

L'amplitude du photocourant est donnée par :

$$I_{ph} = \frac{q\ G\ \tau\ V}{L} \cdot \overline{v}_n = \frac{q\ G\ \tau\ V}{L}\ \mu.\overline{E}$$

On considère pour le calcul que V est le volume dans lequel sont créés les porteurs, c'est-à-dire le produit de la profondeur de pénétration

de la lumière (0,85 µm) par la surface éclairée entre les électrodes (60 x 0,5 μm^2). Compte tenu des valeurs mesurées et en supposant que les électrons sont en survitesse sur toute la longueur du dispositif, on peut prendre une mobilité égale à 6000 $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$ pour un champ électrique moyen de 10 KV/cm. Avec τ = 8 ns, on trouve alors une valeur de photocourant égale à 140 µA qui est du même ordre de grandeur que le courant de 110 µA mesuré dans les conditions d'éclairement correspondantes (Fig. 31). Il est clair que les valeurs utilisées dans ce calcul, de la mobilité, du champ moyen et du volume V dans lequel circule le courant ne peuvent être connues avec précision.

4 - Influence de la puissance lumineuse

Le photocourant ne varie pas linéairement en fonction de la puissance lumineuse incidente sur le dispositif quelle que soit la longueur de ce dernier. La figure 37 en donne un exemple pour un échantillon de 0,5 µm polarisé sous une tension de 100 mV et éclairé avec un rayonnement de longueur d'onde 770 nm.

La forte non-linéarité observée peut être attribuée à une saturation du piégeage des trous en surface ou en volume que l'on peut décrire schématiquement de la façon suivante. Avant que les pièges ne soient saturés, chaque paire électron-trou créée remplit un piège à trou et fournit un électron libre qui ne peut plus se recombiner puisque la constante de temps de réémission des pièges à trous τ_r est très supérieure à la durée de l'impulsion lumineuse. Le nombre d'électrons n qui participent au courant dans ces conditions, c'est-à-dire pendant le temps nécessaire à la saturation des pièges pour un taux de génération donné G est égal à $G\tau_r$. En revanche, lorsque les pièges sont saturés, la recombinaison intervient et le courant est alors proportionnel au produit $G\tau$ du taux de génération optique par la durée de vie des porteurs.

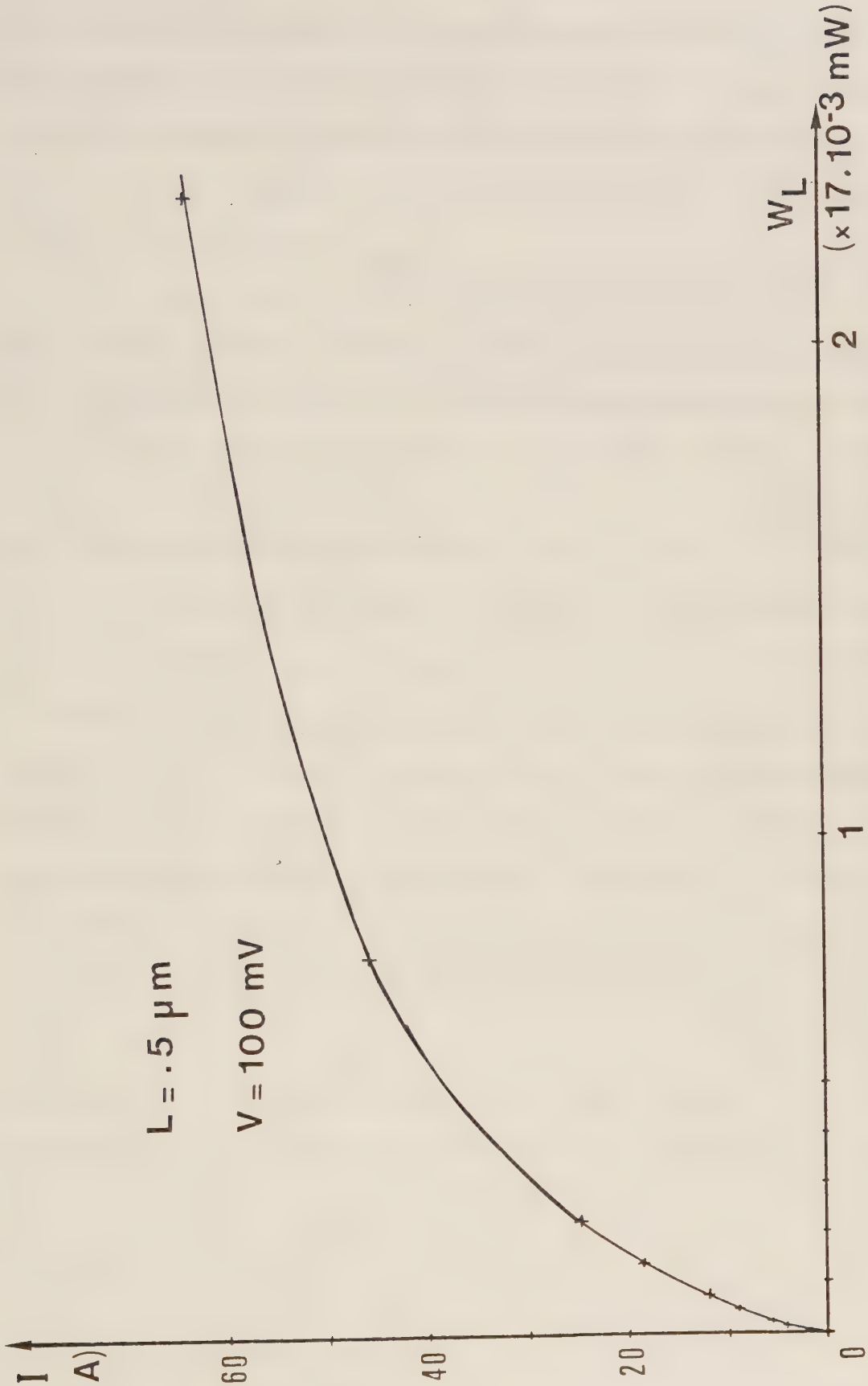


Figure 37. Variations du photocourant en fonction de l'intensité lumineuse incidente.

Ceci explique que l'augmentation du courant soit moins importante aux fortes intensités lumineuses. De plus, la durée de vie τ décroît quand la densité de porteurs augmente et ceci contribue également à l'effet observé.

5 - Influence de la longueur d'onde

Lorsqu'on fait varier la longueur d'onde du faisceau incident dans les limites du spectre d'émission de l'oxazine correspondant à des photons d'énergie comprise entre 1,55 eV (λ = 800 nm) et 1,75 eV (λ = 700 nm), la forme des caractéristiques de photoconduction n'est pas modifiée. On observe une faible diminution du photocourant quand la longueur d'onde décroît de 800 nm à 700 nm, quelle que soit la longueur du dispositif.

Sur les dispositifs longs (385 µm) le rapport des photocourants pour une tension de polarisation faible (80 V) est de l'ordre de 1,1 lorsque la longueur d'onde passe de 780 nm à 710 nm, la puissance lumineuse étant maintenue constante. Ceci correspond sensiblement aux variations de la profondeur de pénétration et du nombre de photons incidents pour une puissance lumineuse donnée en fonction de la longueur d'onde dans GaAs.

Sur les dispositifs submicroniques, l'écart observé est plus grand : le rapport des photocourants dans un dispositif à 0,5 µm polarisé sous 100 mV est voisin de 1,4 lorque la longueur d'onde varie de 780 nm à 710 nm. La diminution du courant avec la longueur d'onde pourrait être attribuée au fait que, les électrons étant créés avec un excès d'énergie de plus en plus grand par rapport au bas de la bande de conduction, leur transfert dans le deuxième minimum se trouve facilité. En réalité, ceci

ne peut expliquer la différence observée puisque, comme on l'a vu, la majorité du courant est transportée par des électrons injectés aux contacts ohmiques avec une énergie voisine de l'énergie thermique. La contribution des porteurs créés optiquement par rapport à ceux qui sont injectés est négligeable.

Les variations plus importantes du photocourant avec la longueur d'onde que nous avons observées pour les dispositifs submicroniques sont donc liées à la difficulté de contrôler les paramètres du faisceau lumineux au niveau de l'échantillon.

6 - Mesures à basse température

Quelques mesures ont été faites à 77 K, sur des échantillons de 0,8 µm, 0,5µm et 0,4 µm de longueur.

Le courant mesuré en obscurité sur les différents dispositifs est plus grand qu'à la température ambiante, d'un facteur variant de 3 à 5 (Fig. 38). La forme des caractéristiques d'obscurité ne varie pas de façon significative avec la température.

Les valeurs du photocourant mesurées en champ faible sont également plus grandes à 77 K qu'à 295 K pour un éclairement donné. Pour chaque échantillon, le rapport des pentes à l'origine, pour les caractéristiques de photoconduction, entre 77 K et 295 K est égal à celui mesuré sur les courants d'obscurité, dans la limite des erreurs de mesure.

La figure 39 donne l'évolution du photocourant en fonction de la tension aux bornes d'une structure de 0,8 µm à basse température, comparée à la caractéristique obtenue dans des conditions identiques à température ambiante.

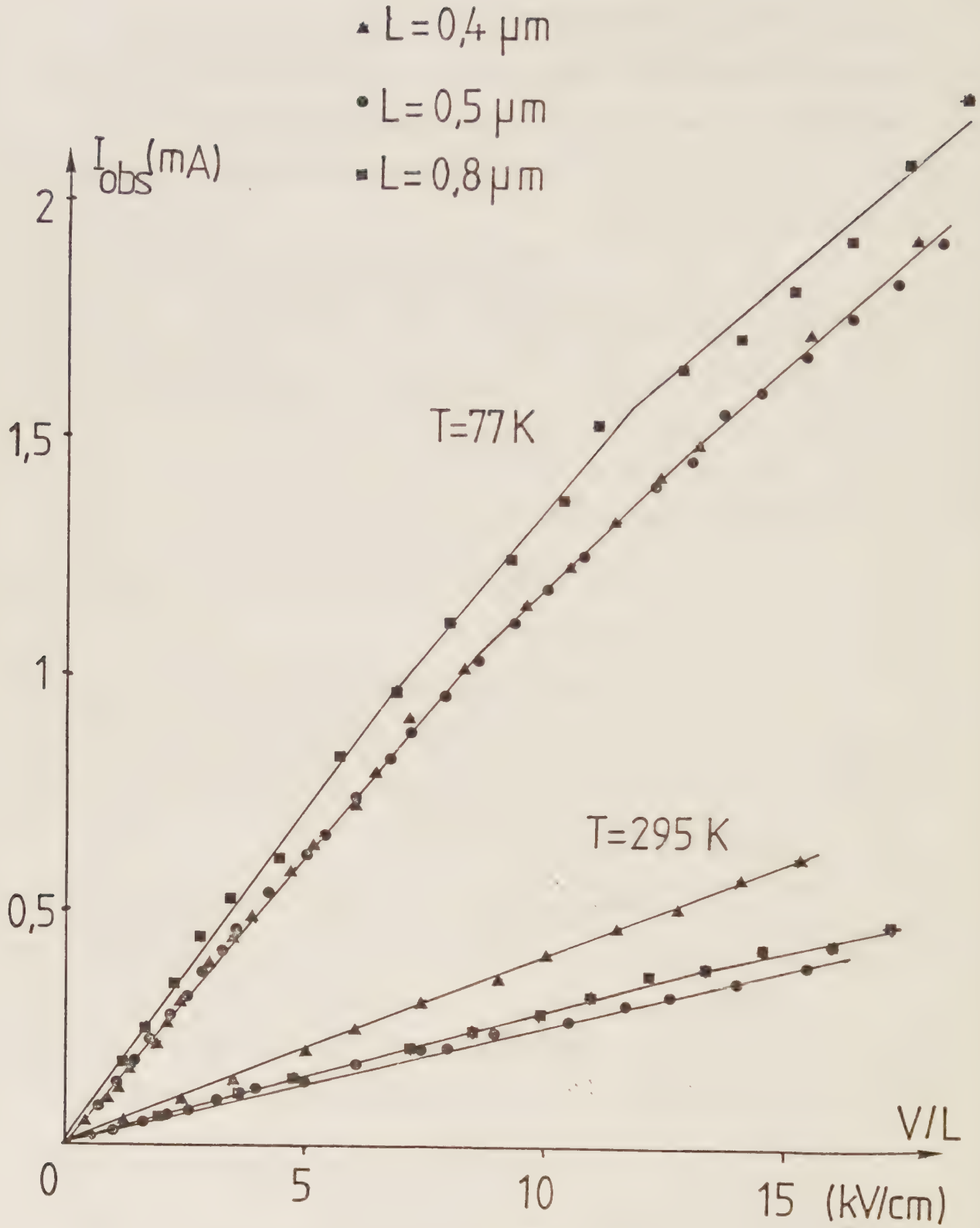


Figure 38. Caractéristiques d'obscurité pour des dispositifs submicroniques à 295 K et 77 K.

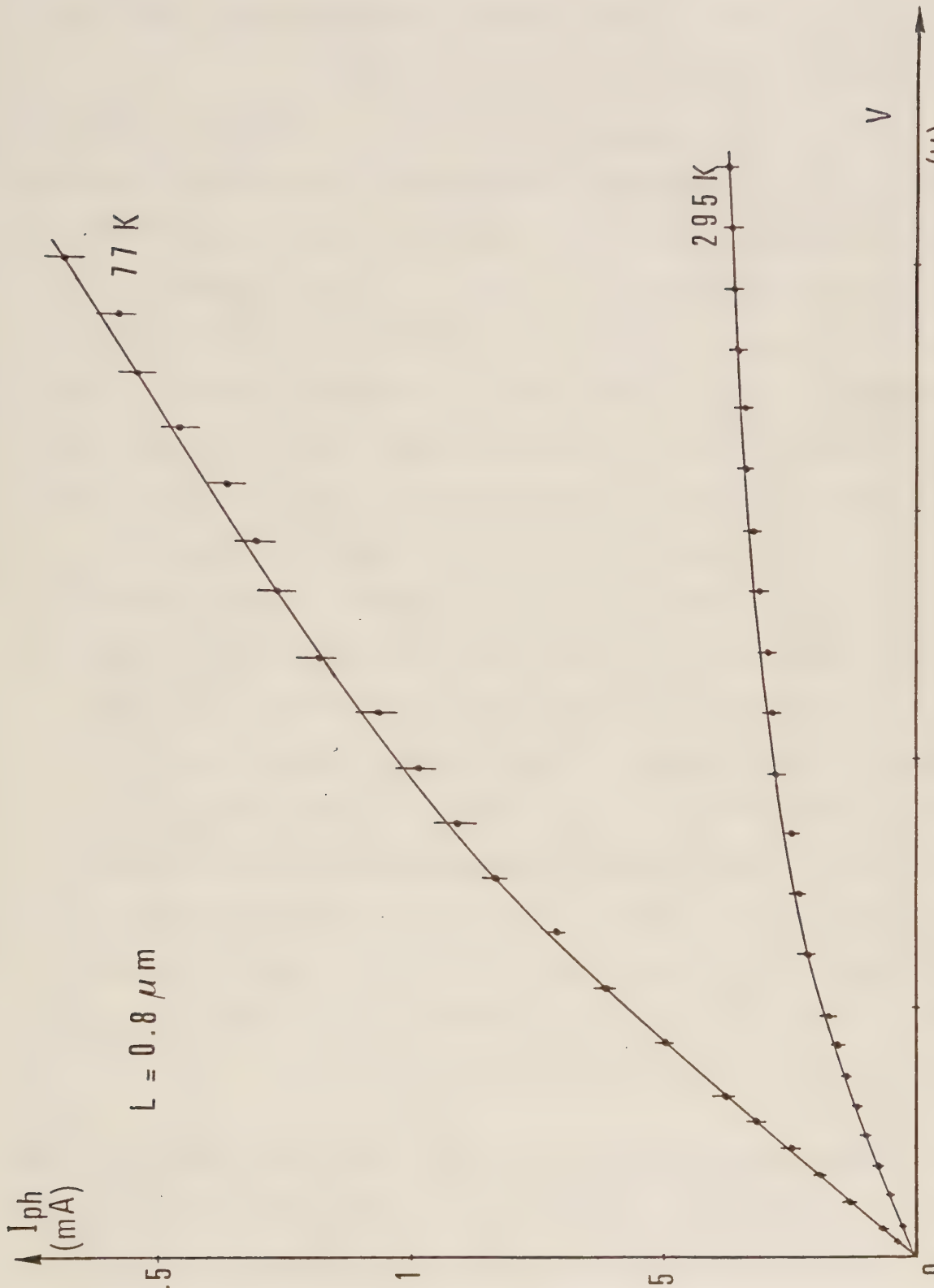


Figure 39. Caractéristiques de photoconduction à 295 K et 77 K pour un dispositif de 0,8 µm.

La saturation du photocourant en champ fort est nettement moins marquée à 77 K qu'à 295 K. En effet, à basse température, les temps de relaxation du moment et de l'énergie des électrons sont plus longs et la survitesse a lieu sur une distance plus grande.

Pour les dispositifs plus courts, il apparaît une rupture de pente dans les caractéristiques à des valeurs de la tension de polarisation respectivement de 430 mV et de 550 mV pour des distances interélectrodes de 0,4 µm et 0,5 µm (Fig. 40 et 41). A 77 K, le nombre de collisions subies par les électrons sur des distances aussi courtes est très réduit et ceux-ci perdent donc peu d'énergie au cours de leur trajet. L'énergie nécessaire au transfert intervallées est atteinte en premier lieu au niveau de l'électrode positive, et pour une tension accélératrice peu supérieure à 330 mV. Le nombre total d'interactions augmentant avec la distance parcourue, la tension à laquelle apparaît la rupture de pente est plus grande pour un dispositif de 0,5 µm que pour 0,4 µm. L'énergie perdue lors de chaque interaction avec un phonon optique polaire étant égale à 35 meV, le nombre moyen de collisions subies par les électrons est de l'ordre de 2 à 3 sur 0,4 µm et de 3 à 4 sur 0,5 µm. Nos résultats expérimentaux mettent donc en évidence un régime de transport quasi-balistique sur des distances de l'ordre du demi-micron à basse température et sont en accord avec les résultats de simulation numérique obtenus par P. HESTO dans notre laboratoire pour une structure N^+-N-N^+ de 0,4 µm de longueur (33,34).

III - SIMULATION NUMERIQUE DU FONCTIONNEMENT DES DISPOSITIFS

Pour simuler le comportement des dispositifs de longueur interélectrode inférieure ou égale au micron, il est nécessaire de choisir un modèle permettant de prendre en compte les phénomènes de dynamique non-stationnaire des électrons.

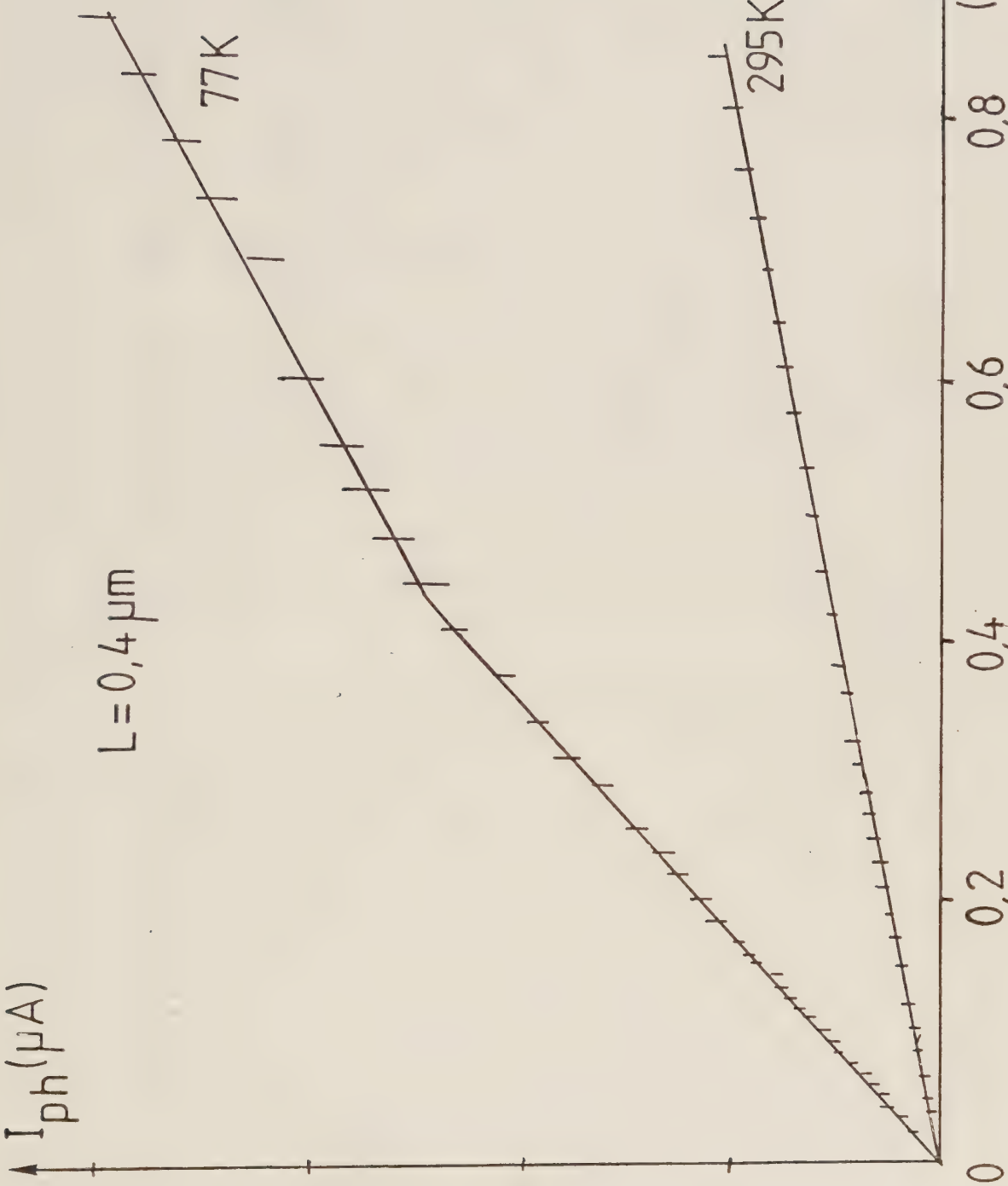


Figure 40. Caractéristiques de photoconduction à 295 K et 77 K pour un dispositif de 0,4µm.

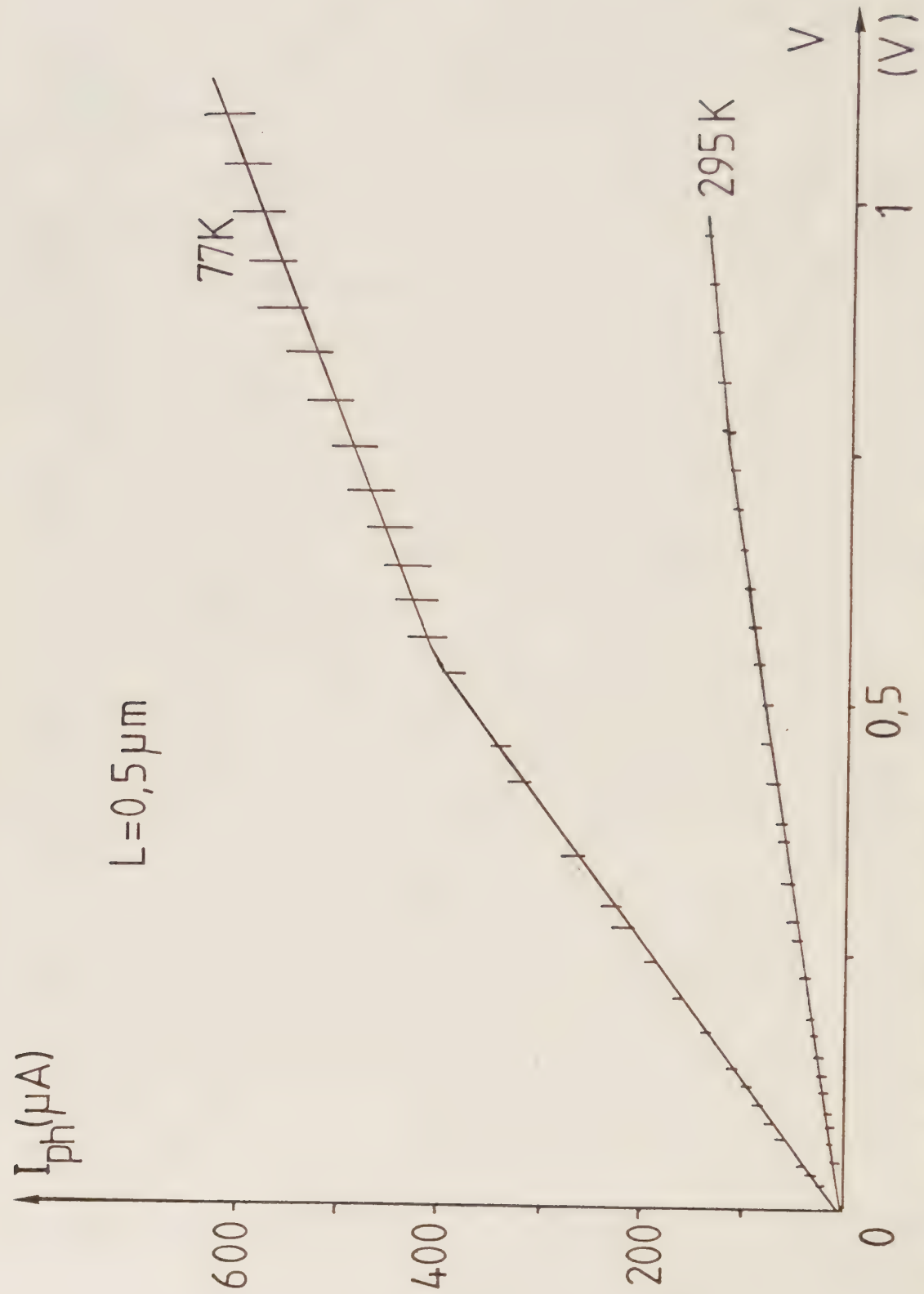


Figure 41. Caractéristiques de photoconduction à 295 K et 77 K pour un dispositif de 0,5µm.

En outre, la structure de type "planar" de nos échantillons, dans laquelle les états de surface introduisent des effets bidimensionnels, nous a conduits à réaliser la simulation dans une géométrie aussi proche que possible de la réalité. Nous avons donc utilisé le modèle particulaire bidimensionnel développé à l'Institut d'Electronique Fondamentale dans l'équipe Electronique Rapide et dont nous rappelons les principes dans l'Annexe (19).

1 - Géométrie des dispositifs simulés

Les simulations numériques ont été faites pour deux dispositifs de longueurs respectives 1,05 µm et 0,4 µm, d'abord en introduisant une charge négative en surface pour calculer les caractéristiques d'obscurité, puis en introduisant une charge positive additionnelle sous la surface pour simuler le piégeage de trous en présence d'éclairement. Par ce modèle, on peut rendre compte du fonctionnement en régime permanent et à température ambiante.

La géométrie des dispositifs simulés est représentée sur la figure 42. La longueur des électrodes est égale au double de la distance L qui les sépare afin que le courant ne soit pas limité artificiellement. Pour chaque dispositif, la longueur des mailles est choisie égale au dizième de l'espace interélectrode. Leur hauteur h est de 0,1 µm. L'épaisseur d de la structure modélisée est de 2,9 µm pour L = 1,05 µm et de 1,7 µm pour L = 0,4 µm. Le dopage est constant dans tout le volume y compris sous les électrodes et égal à 10^{14} cm^{-3}. Le nombre d'électrons est maintenu fixe et égal au dopage sur une épaisseur h/2 au niveau des contacts ohmiques.

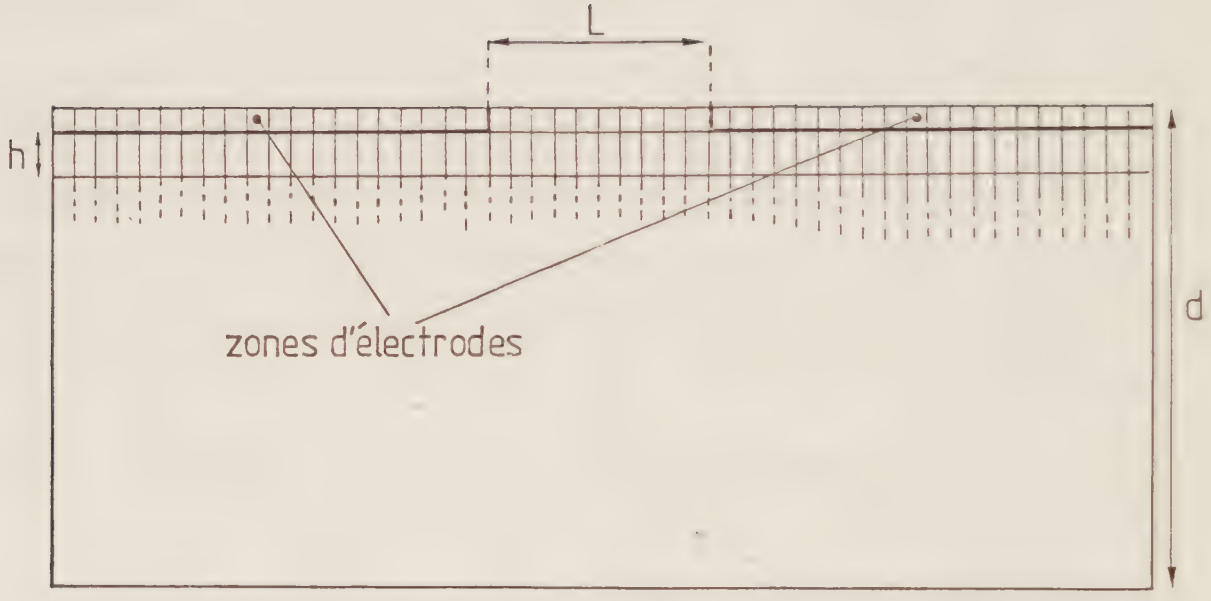


Figure 42. Géométrie utilisée pour la simulation des dispositifs.

L'effet de la barrière de potentiel à la surface de GaAs est simulé en introduisant un dopage accepteur de -5.10^{15} cm^{-3} dans les demi mailles placées immédiatement sous la surface libre du dispositif. Ceci correspond à une charge surfacique négative de $2,5.10^{10}$ cm^{-2} créant un champ électrique transversal qui tend à repousser les électrons (Fig. 43).

Pour le dispositif de 1,05 µm dans lequel on modélise une épaisseur de 2,9 µm, nous avons également tenu compte des états d'interface à la limite avec le substrat en introduisant dans les demi-mailles inférieures un dopage accepteur de -10^{15} cm^{-3}.

La distance interélectrodes des structures utilisées étant très faible, l'influence des zones d'amenée de courant est importante. Expérimentalement, les résultats obtenus ont montré la qualité des contacts ohmiques sur les échantillons avec lesquels nous avons travaillé. La simulation des contacts est un point délicat dans la mise au point d'un modèle. Dans le modèle particulaire, l'ohmicité est assurée en conservant constante la concentration des électrons libres dans une zone définie comme étant l'électrode.

Nous avons cherché à améliorer cette modélisation en introduisant sous les zones d'électrodes une région surdopée. Cependant, le maillage du dispositif ne peut pas être pris assez fin pour permettre, tout en conservant des temps de calcul raisonnables, de se rapprocher suffisamment de la réalité physique. Les zones N^+ sont donc surdimensionnées (150 nm d'épaisseur) par rapport au dispositif réel. Les résultats obtenus dans ces conditions montrent l'existence d'un phénomène d'injection dans l'espace interélectrodes conduisant à une concentration en électrons libres localement très supérieure à la valeur du dopage, en

Figure 43. Influence de la charge superficielle sur la répartition des particules dans un dispositif non éclairé (L=0,4µm - E_{moy}=0 kV/cm).

Figure 44. Répartition des particules dans un dispositif avec des zones N^+ ($N_D = 4.10^{15}$ cm^{-3}) sous les électrodes (L=0,4µm - E_{moy}=1 kV/cm).

particulier, en l'absence de charges superficielles (Fig. 44). Le courant calculé (de l'ordre du mA) est très supérieur aux valeurs mesurées sur les dispositifs réels. Un photocourant ne serait alors observable que pour un nombre de paires électron-trou créées beaucoup plus grand que dans les expériences. Nous avons donc également simulé le fonctionnement de dispositifs de mêmes géométries mais sans zones N^+ sous les électrodes. Dans ce cas, les courants sont de l'ordre de quelques centaines de micro-ampères, donc comparables à ceux mesurés.

2 - Résultats

Que les contacts soient simulés avec ou sans zone N^+, les caractéristiques obtenues en présence d'une charge négative à la surface ne sont pas linéaires au voisinage de l'origine (Fig. 45) et ne traduisent donc pas réellement les phénomènes observés expérimentalement.

En supprimant la charge négative, on simule sa compensation par le piégeage des trous en surface, annulant le champ électrique transversal qui repoussait les électrons en profondeur. Ces conditions correspondent à un dispositif éclairé par un faisceau lumineux de faible puissance incidente. Les caractéristiques sont, dans ce cas linéaires à l'origine, et il apparaît en champ fort une diminution du courant pour le dispositif le plus long (1,05 µm) par rapport au dispositif de 0,4 µm, la caractéristique de ce dernier étant linéaire jusqu'à 20 kV/cm (Fig. 46 et 47).

Notons qu'il s'agit ici du courant total traversant le dispositif, la différence avec une caractéristique d'obscurité de forme incorrecte n'ayant pas de signification, et que les phénomènes de saturation sont donc moins nets que dans le cas du photocourant seul.

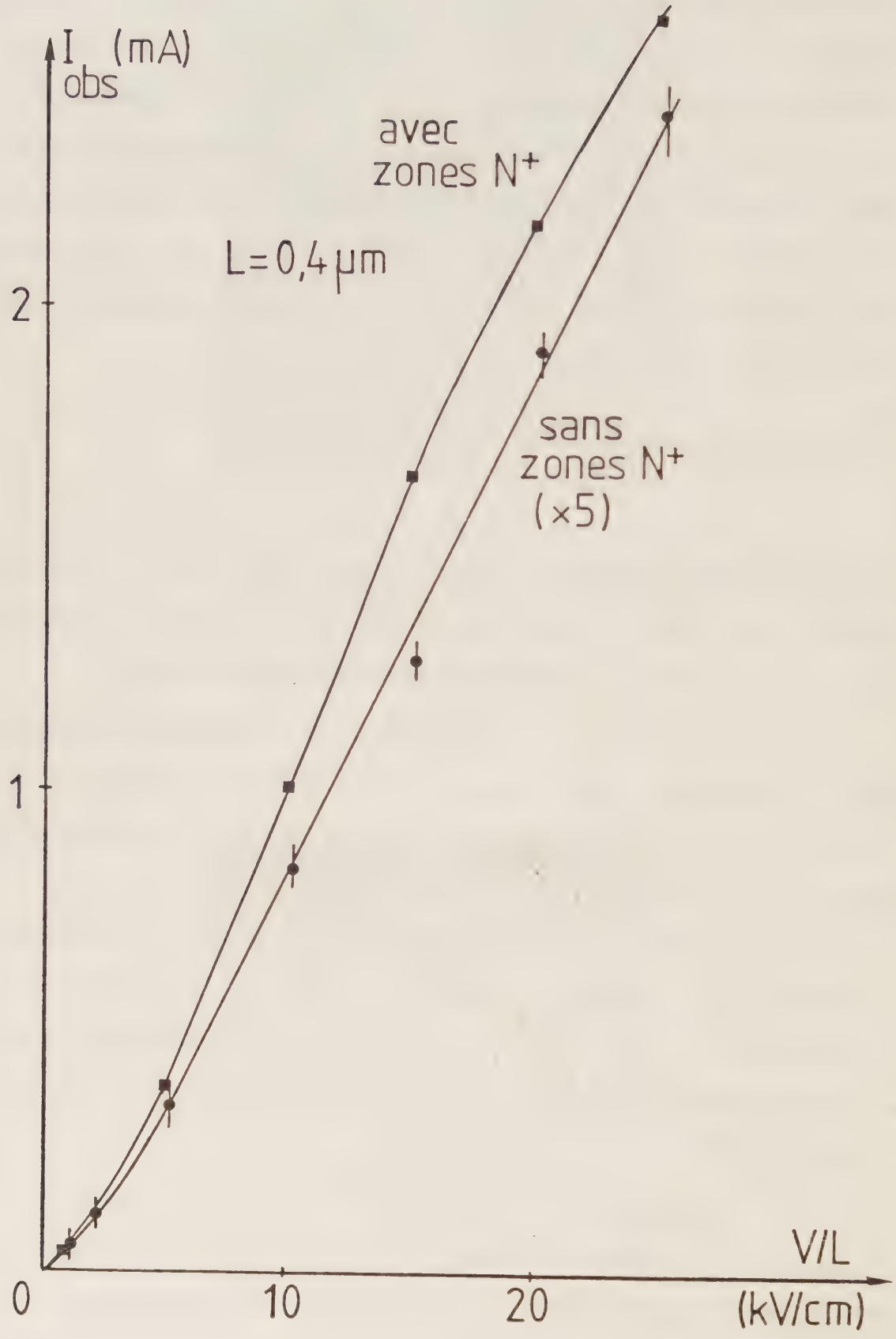


Figure 45. Caractéristiques d'obscurité d'après les résultats de simulation numérique L = 0,4 µm.

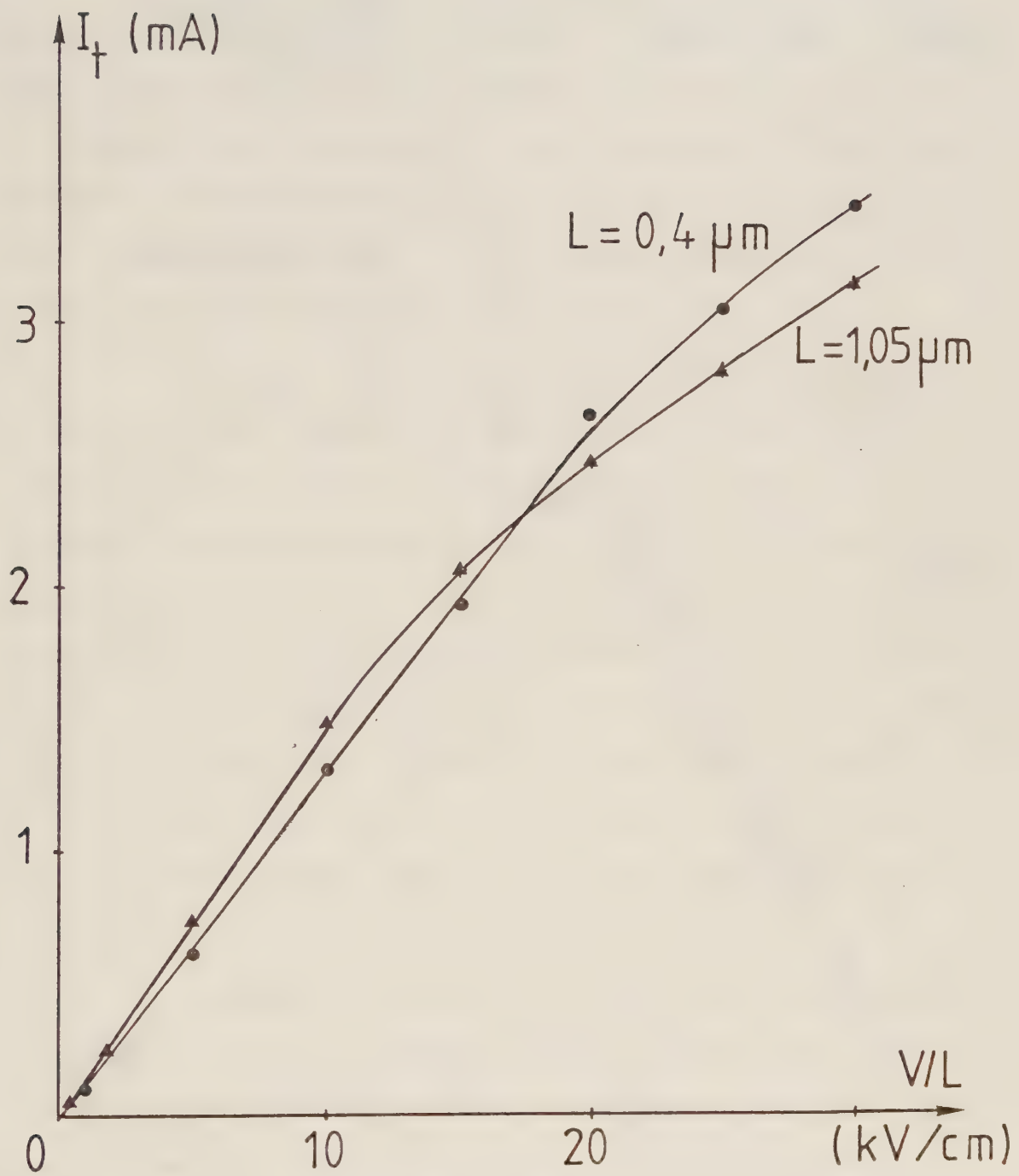


Figure 46. Variations du courant total d'après les résultats de simulation numérique de dispositifs de 0,4 µm et 1,05 µm avec zones N^+ sous éclairement.

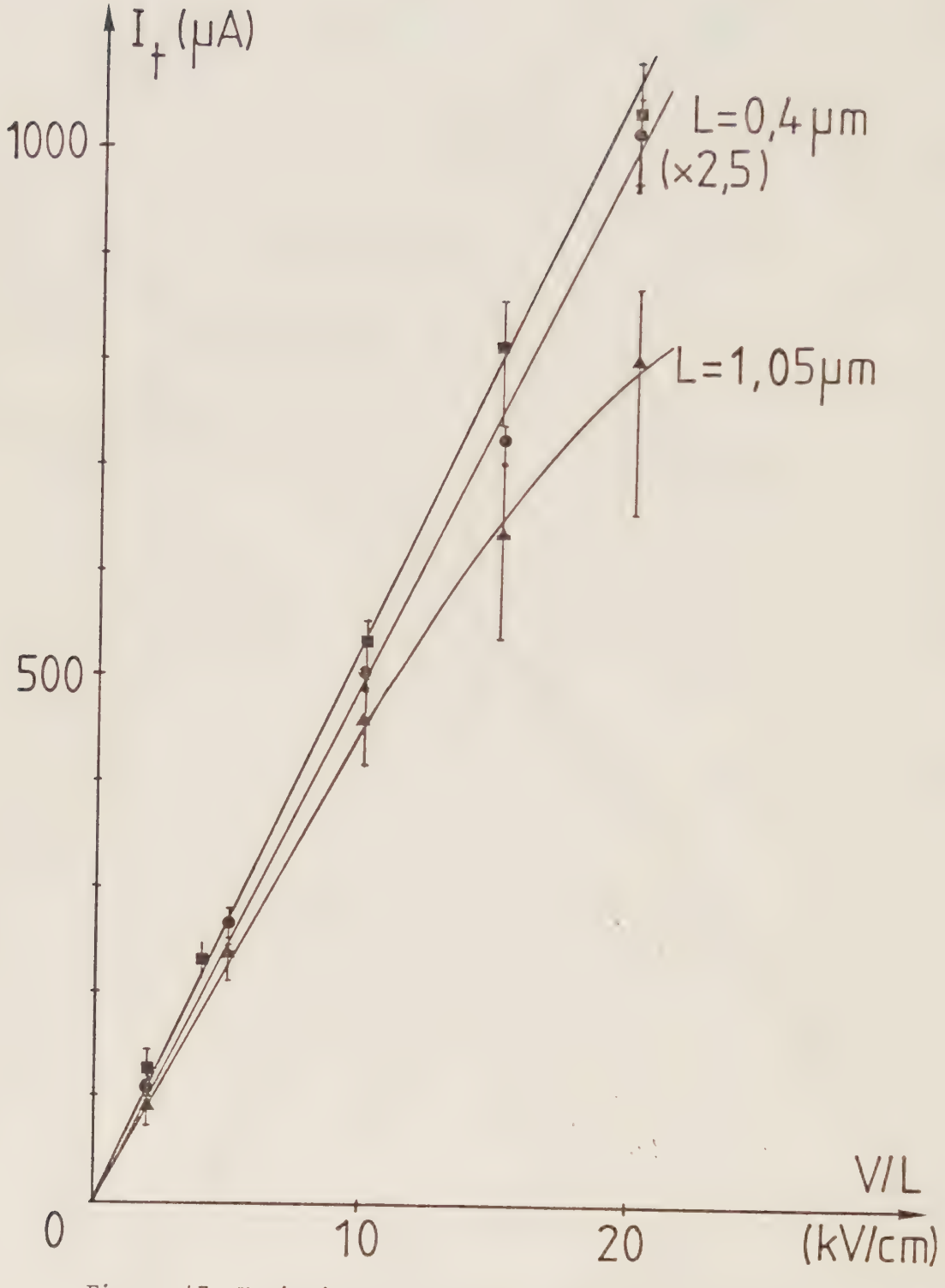


Figure 47. Variations du courant total d'après les résultats de simulation numérique de dispositifs de 0,4 μm et 1,05 μm sans zones N^+ sous éclairement.

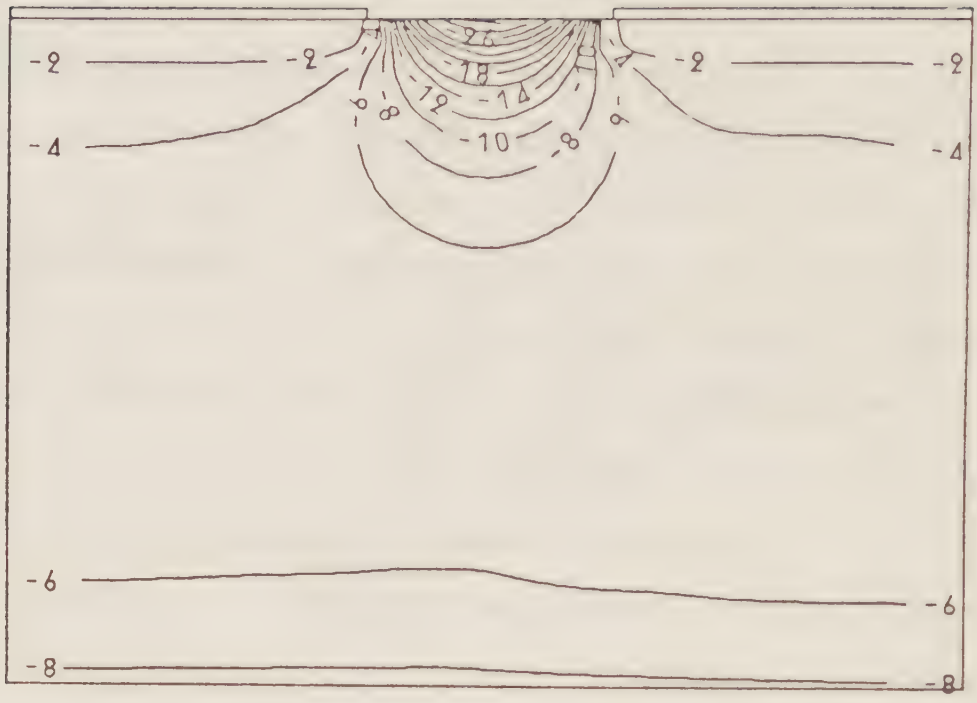
Comme dans le cas des expériences, la pente à l'origine est plus grande pour la structure de 1,05 µm que pour celle de 0,4 µm.

Nous avons simulé un éclairement plus intense sur un dispositif de 0,4 µm sans zones N^+ en augmentant artificiellement le dopage dans une zone correspondant à la profondeur de pénétration de la lumière. On représente ainsi le piégeage en volume d'un nombre de trous proportionnel à l'intensité lumineuse. Pour un dopage décroissant de 3.10^{14} cm^{-3} en surface à 10^{14} cm^{-3} à 0,7 µm de profondeur, la caractéristique obtenue est représentée sur la figure 47.

La simulation numérique à l'aide du modèle particulaire permet en outre de connaître dans le dispositif les cartes des équipotentielles et la répartition des particules parmi lesquelles on peut isoler, d'une part, les particules en survitesse, d'autre part, les particules transférées dans les vallées latérales de la bande de conduction. Les premières correspondent à celles dont l'énergie, inférieure à l'énergie de transfert $\Delta\varepsilon_{\Gamma L}$, n'a pas atteint sa valeur d'équilibre dans le champ local de telle sorte que leur mobilité est supérieure à la mobilité stationnaire dans le même champ ($\mu(\varepsilon) > 1,1\ \mu_{st}(E)$). Lorsque l'énergie des particules est supérieure à $\Delta\varepsilon_{\Gamma L}$, celles-ci sont considérées comme transférées.

La figure 48 représente les lignes équipotentielles dans un dispositif de 1,05 µm avec une charge superficielle négative et des zones N^+ sous les électrodes. En l'absence de polarisation (Fig. 48a), la composante du champ électrique perpendiculaire à la surface est importante entre les électrodes. Lorsque la polarisation augmente, le champ tend à s'orienter parallèlement à la surface (Fig. 48b).

a)



b)

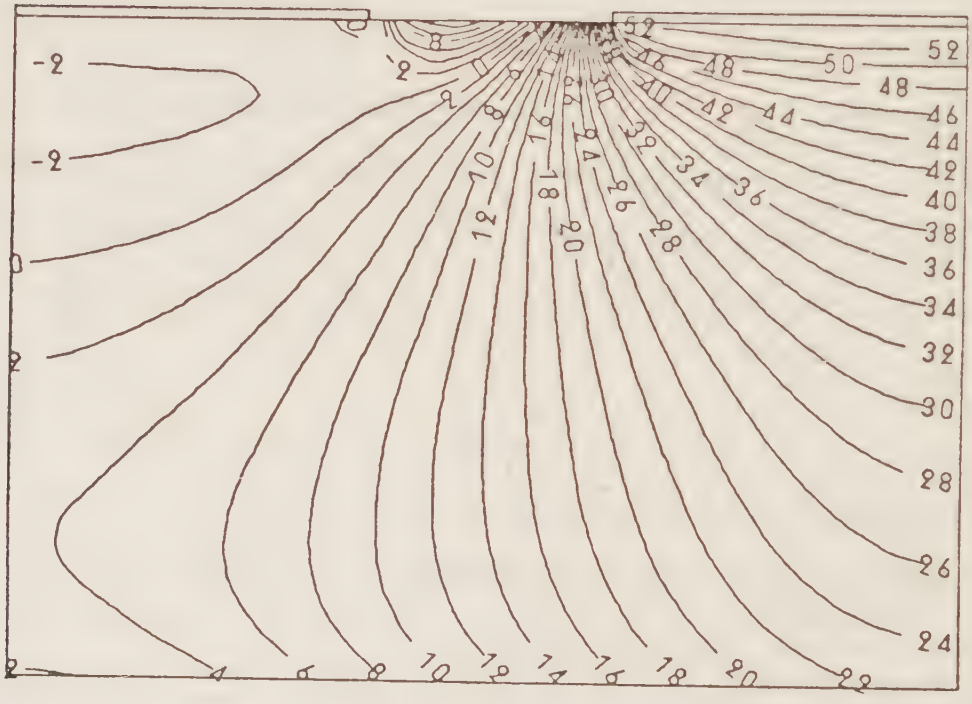
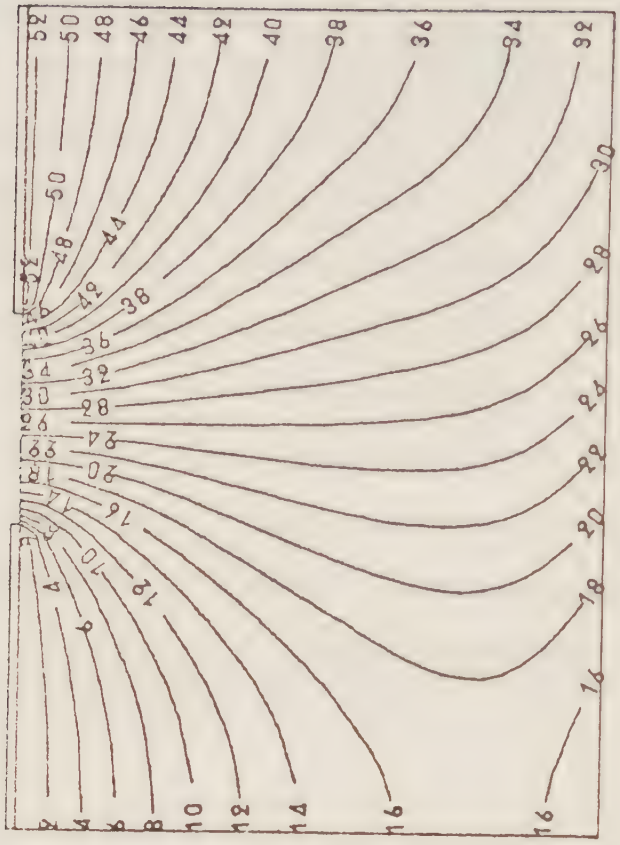


Figure 48. Influence de la charge superficielle sur la répartition des lignes équipotentielles dans un dispositif de 1,05 µm (unité = 10^{-2}V)

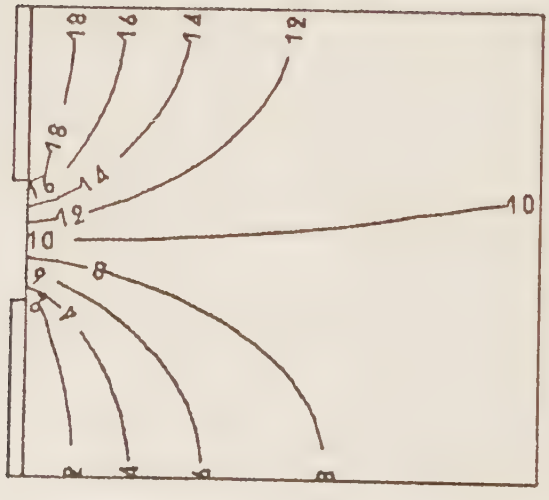
a) $E_{moy} = 0$

b) $E_{moy} = 5$ kV/cm

Lorsqu'il n'y a pas de charge superficielle, les lignes équipotentielles sont perpendiculaires à la surface du dispositif et régulièrement espacées entre les contacts (Fig. 49). Pour une tension de polarisation correspondant à une valeur de 15kV/cm du champ électrique moyen, la figure 50 montre qu'il existe très peu de particules transférées dans le dispositif de 0,4 µm alors qu'elles sont beaucoup plus nombreuses sur 1,05 µm. A 20 KV/cm, dans les structures de 0,4 µm, il apparaît des particules transférées dans une région comprise entre l'équipotentielle 0,4 V et l'électrode positive (Fig. 51). Pour le même champ moyen, dans un dispositif de 1,05 µm, les particules transférées occupent une partie importante de l'espace interélectrodes (Fig. 52). Ceci correspond aux différences observées en champ fort sur les caractéristiques.



L = 1,05 µm

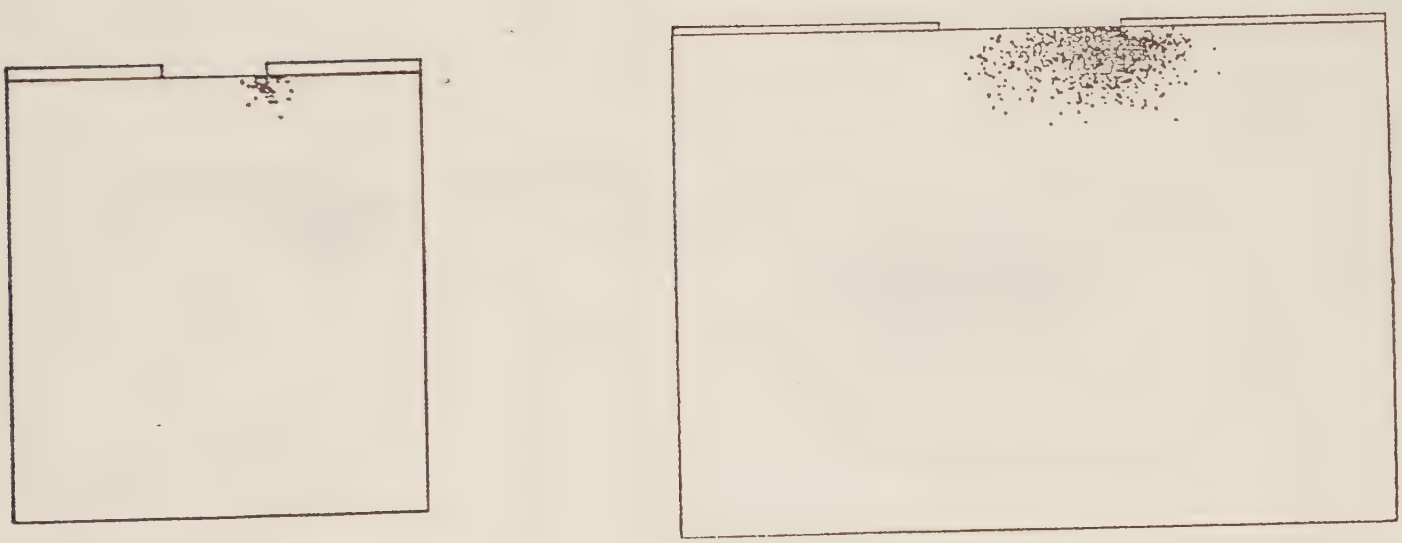


L = 0,4 µm

Figure 49. Lignes équipotentielles en l'absence de charges superficielles (Unité = 10^{-2}V)

E_{moy} = 5 kV/cm

Particules en survitesse



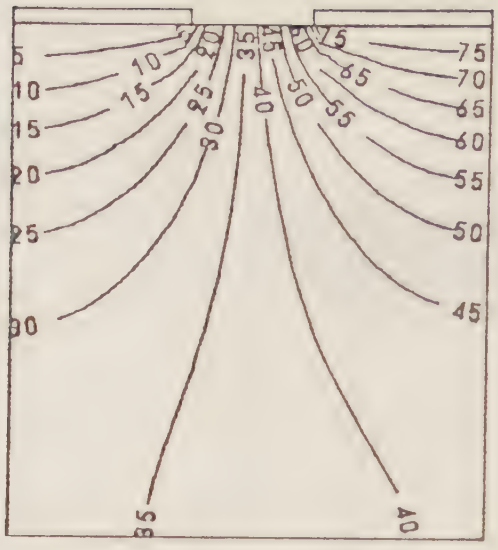
Particules transférées

L = 0,4 µm

L = 1,05 µm

Figure 50. Répartition des particules en survitesse, et des particules transférées pour un champ moyen appliqué de 15 kV/cm.

Lignes équipotentielles

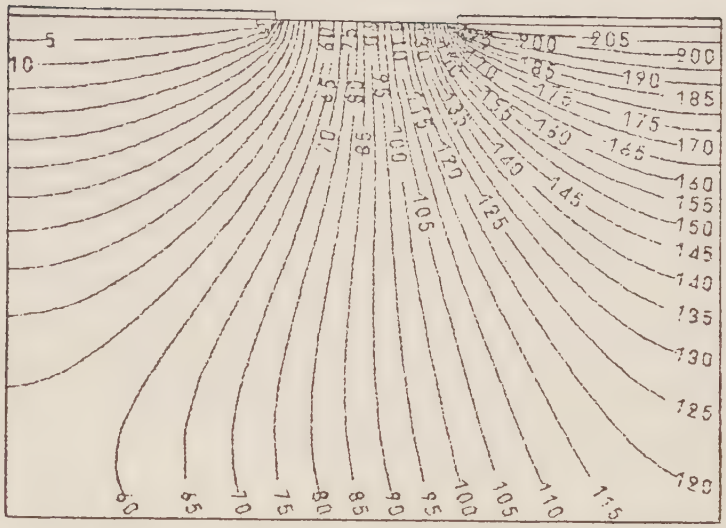


Particules en survitesse

Particules transférées

Figure 51. Répartition des lignes équipotentielles (unité 10^{-2}V), des particules en survitesse et des particules transférées dans un dispositif de 0,4 µm, pour un champ moyen appliqué de 20 kV/cm.

Lignes équipotentielles



Particules en survitesse

Particules transférées

Figure 52. Répartition des lignes équipotentielles (unité 10^{-2}V) des particules en survitesse et des particules transférées dans un dispositif de 1,05µm, pour un champ moyen appliqué de 20 kV/cm.

CONCLUSION

Les résultats expérimentaux présentés dans ce mémoire mettent en évidence les effets non-stationnaires se produisant lors de l'accélération des électrons dans un fort champ électrique sur des distances submicroniques. A la température ambiante, le phénomène de survitesse s'observe sur des longueurs de l'ordre du demi-micron. Sur ces mêmes distances, un régime de transport quasi-balistique se manifeste à basse température.

Bien que la durée de ces phénomènes soit extrêmement courte, nous avons développé une méthode de mesures stationnaires dans le temps, l'analyse temporelle étant remplacée par une analyse spatiale dans laquelle sont comparées les caractéristiques d'échantillons ne différant que par leur longueur.

Dans le cas de l'arséniure de gallium, il est indispensable de faire les mesures en présence d'un éclairement de façon à s'affranchir des effets liés à la barrière de potentiel présente en surface. La technique de photoconduction que nous avons utilisée présente en outre l'avantage de permettre des mesures différentielles dans lesquelles l'influence des effets de contact est réduite.

La simulation du fonctionnement de tels dispositifs à la température ambiante, réalisée à l'aide d'un modèle particulaire dans lequel les effets de transport non-stationnaires sont pris en compte donne une illustration des mécanismes déterminant la forme des caractéristiques I(V).

./.

L'ensemble des résultats obtenus montre que l'utilisation d'une telle méthode permet une analyse qualitative, ou même quantitative dans la mesure où l'on peut contrôler toutes les caractéristiques du faisceau lumineux, des phénomènes de transport non-stationnaires. Avec les progrès technologiques, il devient possible de réaliser des dispositifs dont les longueurs sont encore inférieures à celles sur lesquelles nous avons travaillé et un régime de transport balistique doit pouvoir être mis en évidence par cette même méthode.

-:-:-:-:-:-:-

Annexe

MODELE PARTICULAIRE

Le modèle particulaire bidimensionnel développé à l'Institut d'Electronique Fondamentale consiste en une description microscopique du mouvement individuel des électrons d'un dispositif avec un nombre limité de paramètres, permettant de prendre en compte les phénomènes de dynamique non stationnaire des porteurs. Le modèle conserve les caractères généraux des simulations de Monte-Carlo tout en réduisant de façon appréciable les temps de calcul nécessaires.

Chaque particule représente plusieurs dizaines d'électrons. Elle est titulaire d'une position, d'une énergie et d'un moment qui lui sont propres et se déplace dans un réseau fictif caractérisé par un processus de collisions unique, équivalent au réseau réel.

Les paramètres nécessaires à un tel modèle sont les suivants: la durée moyenne de vol libre $\Delta\tau(\varepsilon)$ des électrons, entre deux interactions, la perte d'énergie $\Delta\varepsilon(\varepsilon)$ au cours d'une collision la probabilité $p(\beta)$ de diffusion dans l'angle β après le choc et la masse effective $m^*(\varepsilon)$ des électrons. Tous ces paramètres sont des fonctions de l'énergie ε des électrons. Les trois premiers sont déterminés à partir de l'étude des processus d'interactions. La masse effective est directement liée à la structure de bande du matériau.

Pour simplifier l'algorithme, on remplace ces paramètres par les grandeurs suivantes : mobilité $\mu(\varepsilon)$, coefficient de diffusion $D(\varepsilon)$ et temps de relaxation de l'énergie $\tau_\varepsilon(\varepsilon)$ dont les valeurs sont fournies par des résultats de simulation de Monte-Carlo faites au C.H.S. de Lille.

Il faut noter ici que l'utilisation de ces paramètres suppose que la distribution des électrons autour de l'énergie moyenne est la même en régime stationnaire et en régime non stationnaire. Ceci ne peut être

admis qu'au prix de certaines approximations qui constituent une des limites du modèle. Des résultats de simulation de transistor à effet de champ à grille Schottky submicronique sur GaAs ont par ailleurs prouvé la validité de ce type de simulation (19).

Pendant une itération, chaque particule subit une phase de dérive à vitesse constante dans le champ électrique $\vec{E}$ local, suivie d'une diffusion aléatoire caractéristique des processus d'interaction (18). Le vecteur déplacement $\vec{u}$ pendant la phase de dérive s'exprime à partir de la mobilité $\mu(\varepsilon)$ des électrons

$$\vec{u} = \mu(\varepsilon).\vec{E}.\Delta t$$

La phase de diffusion consiste en un déplacement dans une direction θ aléatoire sur une distance ρ tirée suivant une loi normale de probabilité

$$P(\rho) = \exp\left(-\frac{e^2}{4\,D(\varepsilon)\Delta t}\right)$$

où $D(\varepsilon)$ est le coefficient de diffusion.

A chaque itération, l'équation de neutralité électrique du dispositif est résolue ainsi que l'équation de Poisson qui permet de trouver la nouvelle répartition du champ électrique dans la structure.

Un tel modèle, utilisant les notions de temps de relaxation de l'énergie et de l'impulsion, ne peut être étendu au cas de dimensions très petites ou au cas de dispositifs à basse température où les phénomènes de transport quasi-balistique interviennent : les interactions sont alors dénombrables et ne peuvent plus être caractérisées par un coefficient de diffusion et un coefficient de mobilité.

REFERENCES

1 - M.S. SHUR, L.F. EASTMAN.
Electronics Letters, 16 (13), 522, 1980.

2 - L.F. EASTMAN, R. STALL, D. WOODARD, N. DANDEKAR, C.E.C. WOOD, M.S. SHUR, K. BOARD.
Electronics Letters, 16 (13), 524, 1980.

3 - C.V. SHANK, R.L. FORK, B.I. GREENE, F.K. REINHART, R.A. LOGAN.
Applied Physics Letters, 38 (2), 104, 1981.

4 - R. CASTAGNÉ, R. LAVAL, S. LAVAL, A. MERRIAUX.
Picosecond Phenomena. Springer Series in Chemical Physics, vol. 4, Ed. Shank., Ippen, Shapiro-Verlag, 1978.

5 - D.E. ASPNES.
Physical Review B, 14, 5331, 1976.

6 - R.L. ZUCCA, J.P. WALTER, Y.R. SHEN, M.L. COHEN.
Solid State Communications, 8, 627, 1970.

7 - M. GRAY.
Physica Status Solidi, 37, 11, 1970.

8 - E.M. CONWELL, M.O. VASSEL.
Physical Review, 166, 797, 1968.

9 - M.A. LITTLEJOHN, J.R. HAUSER, T.H. GLISSON.
Journal of Applied Physics, 48, 4587, 1977.

10 - R. BRAUNSTEIN, E.O. KANE.
Journal of Physical Chemistry of Solids. 23, 1423, 1962.

11 - M.D. STURGE.
Physical Review, 127, 768, 1962.

12 - H.J. LEE, J. BASINSKI, L.Y. JURAVEL, J.C. WOOLLEY.
Journal Canadien de Physique, 57, 233, 1979.

13 - A. VAPAILLE.
Physique des dispositifs à semiconducteurs.
Electronique du Silicium homogène. Masson & Cie.

14 - A. CAPPY.
Thèse 3ème cycle, C.H.S. Lille, juin 1981.

15 - W. FAWCETT, A.D. BOARDMAN, S. SWAIN.
Journal of Physical Chemistry of Solids, 31, 1963, 1970.

16 - C.J. HEARN.
Physics of non linear transport in semiconductors.
Ed. Ferry, Barker, Jacoboni, 1979.

17 - J.G. RUCH, W. FAWCETT.
Journal of Applied Physics, 41, 3843, 1970.

18 - M. REISER
I.E.E.E. Transactions ED 20, 35, 1973.

19 - J.F. PÔNE.
Thèse de 3ème cycle, ORSAY, juin 1980.

20 - G. DOLLING, J.L.T. WAUGH.
Lattice Dynamics. Ed.
Proceedings of the International Conference Copenhagen, 19, 1963.

21 - T.J. MALONEY, J. FREY.
Journal of Applied Physics, 48 (12), 781, 1977.

22 - S. KRATZER, J. FREY.
Journal of Applied Physics, 49 (7), 4064, 1978.

23 - A. KASZYNSKI.
Thèse de Docteur Ingénieur. C.H.S. , Lille, 1979.

24 - D.K. FERRY.
Physics Letters, 78A (4), 375, 1980.

25 - B.K. RIDLEY.
Journal of Applied Physics, 48 (2), 754, 1977.

26 - M. SHUR.
Electronics Letters, 12, 615, 1976.

27 - J.P. NOUGIER.
Communication dans le cadre du Gréco-Microondes.

28 - J.G. RUCH, G.S. KINO.
Physical Review, 174 (3), 921, 1968.

29 - D.M. CHANG, J.L. MOLL.
Applied Physics Letters, 9 (8), 283, 1966.

30 - H. KROEMER.
Solid State Electronics, 21, 61, 1978.

31 - J.G. RUCH.
I.E.E.E. Transactions ED 19 (5), 652, 1972.

32 - P. BONJOUR, R. CASTAGNÉ, J.F. PÔNE, J.P. COURAT, G. BERT, G. NUZILLAT, M. PELTIER
I.E.E.E. Transactions, ED 27 (6) 1019, juin 1980.

33 - P. HESTO, J.F. PÔNE, R. CASTAGNÉ.
3rd International Conference on Hot Carriers in Semiconductors, Montpellier, juillet 1981.

34 - P. HESTO, J.F. PÔNE, R. CASTAGNÉ.
Applied Physics Letters, à paraître mars 1982.

35 - B.O. SERAPHIN, H.E. BENNETT.
"Semiconductors and Semimetals". Vol. 3, Academic Press.

36 - A.L. SMIRL.
"Physics of nonlinear transport in semiconductors".
NATO Advanced Study Institute Series. D.K. FERRY, J.R. BARKER, C. JACOBONI.

37 - M. GERSHENZOW.
"Semiconductors and Semimetals", vol. 2, Academic Press.

38 - A. MITONNEAU, G.M. MARTIN, A. MIRCEA.
Electronic Letters, 13, 191, 1977.

39 - G.M. MARTIN, A. MITONNEAU, A. MIRCEA.
Electronic Letters, 13, 666, 1977.

40 - P. DANSAS.
Physica Status Solidi (a), 60, 631, 1980.

41 - R.H. BUBE.
"Photoconductivity of Solids". J. WILEYS & Sons.

42 - J.L. HARTKE.
Journal of Applied Physics, 39, 4871, 1968.

43 - W. SCHOCKLEY, W.T. READ.
Physical Review, 87 (5), 835, 1952.

44 - E.W. KREUTZ.
Physica Status Solidi (a), 56, 687, 1979.

45 - W.E. SPICER, I. LINDAU.
Journal of Vacuum Science Technology, 13, 780, 1976.

46 - W. GUDAT, D.E. EASTMAN.
Journal of Vacuum Science Technology, 13, 831, 1976.

47 - F. CHEKIR.
Thèse de 3ème cycle, ORSAY, novembre 1981.

48 - D.H. AUSTON.
Applied Physics Letters, 26, 101, 1975.

49 - F.P. SCHÄFER.
Topics in Applied Physics, 1, Springer Verlag.

50 - C.K. CHAN.
Laser Technical Bulletin, Spectra Physics, 8, 1978.

51 - C. BRU.
Rapport de stage de D.E.A., juin 1980.

52 - P. JAY, R.H. WALLIS.
I.E.E.E. Electron Device Letters, EDL 2,10,265, 1981.